بيير فلوري   جان بول ماتيو

الفيزياء العامة والتجريبية

Physique G®n®rale et Exp®rimentale

الضوء Lumi¯re

الكتاب الأول

مطبوعات المجلس الأعلى للعلوم

جان بول ماتيو

Jean-Paul Mathieu

بيير فلوري

Pierre Fleury

الفيزياء العامة والتجريبية

Physique G®n®rale et Exp®rimentale

الضوء

Lumi¯re

ترجمة

الدكتور توفيق المنجد
رئيس جامعة حلب سابقاً

الدكتور طاهر الترددار
عميد كلية العلوم سابقاً
جامعة دمشق

المهندس وجيه السمان
عميد كلية الهندسة سابقاً
جامعة دمشق

مراجعة

المهندس وجيه السمان

الكتاب الأول

مطبوعات المجلس الأعلى للعلوم

مطبعة جامعة دمشق
١٣٩٤ هـ ـ ١٩٧٤ م

الفيزياء العامة والتجريبية

(في ثمانية أجزاء)

تأليف فلوري وماتيو

١ ـ الميكانيك الفيزيائي .

٢ ـ الحرارة . الترموديناميك . حالات المادة .

٣ ـ الاهتزازات الميكانيكية . الصوت .

٤ ـ الأخيلة الضوئية .

٥ ـ الضوء .

٦ ـ الكهرباء الراكدة . الكهرباء المتحركة . المغناطيسية .

٧ ـ التيارات المتناوبة . الأمواج الهرتزية .

٨ ـ الذرات . الجزيئات . النويات .

محمد بن يوسف الكويتي

المقدمة

يكمل هـذا الجزء الكتاب[1] الذي سبق تخصيصه لمواضع الضوء الهندسي والآلات البصرية ، ولمظاهر الضوء الموجي الذي يتدخل في تشكيل الأخيلة الضوئية ، وهو يعالج ايضاً ، انطلاقاً من الأضواء التي تحس بها العين ، الشعاعات غير المرئية التي أصبحت دراستها ممكنة باستعمال المستقبلات الحرارية أو الكيميائية أو الكهربائية .

وقد خصص القسم الأول منه للتقنيات الكلاسية منها والحديثة لقياس سرعة الضوء ، وقرائن الانكسار ، وأطوال الموجة ، ومقادير القياسات الضوئية واللونية والاستقطابية ، التي تتوسع تطبيقاتها باستمرار . ثم تبحث بعد ذلك الشروط التي يصدر الضوء بموجبها أو ينعكس أو ينتقل أو ينتثر أو يتبدد أو تمتصه المادة ، وكذلك ظواهر الانكسار المضاعف الطبيعي أو الصنعي ، وقدرة الدوران .

ويُعنى القسم الثالث من المؤلف بالحصول على اطياف الاصدار والامتصاص الناجمة عن الذرات والجزيئات والبلورات (بما فيها اطياف الأشعة السينية) وتعليلها . ثم تأتي أخيراً دراسة مختصرة للحالات التي يتدخل فيها علم الضوء ، في فيزياء الأرض ، والفيزياء الفلكية ، وفي الفيزياء الحيوية ، ومن ثم مبادىء في نظرية النسبية .

---

(١) الاخيلة الضوئية ، الجزء ٤ من مؤلف الفيزياء العامة والتجريبية . إن إشارة مختزلة نحو(٤، ١٤١ – ١) مثلاً ستكون بمثابة دلالة الى الرجوع الى الجزء ٤ والفقرة (١ – ١) .

الاشارة – ○ – تدل كما في الأجزاء الاخرى على تجربة (بسيطة غالباً) للايضاح وللتحقق من المعلومات المشروحة .

وقد دأبنا ، كما في جميع اجزاء هـذا المؤلف ، في التأكيد على مآثر التجربة وتطبيقاتها ، ولكن ، ربما كان هنا اكثر مما في المجالات الاخرى من الفيزياء ، من الاستنجاد بالفرضيات المنسّقة ، لتسهيل عرض العلاقات بين المادة والاشعاع . وقد استندنا حسب الضرورات ، تارة الى النظرية الكهرطيسية الكلاسية (التي تُفرض مبادئها معلومة لدى القارىء)[1] وتارة اخرى الى نظرية الكم .

إن الخدمات التي أدتها للفيزياء الحديثة دراسة الاشعاعات التموجية ، وخاصة علم الأطيـــاف (وهو على صلة بدراسة حزم الجسيمات) ستظهر خلال عرض معارفنا عن البنيات الذرية والجزيئية والنووية ، التي تؤلف مع الاستحالات ، موضوع الجزء الأخير من هذه المجموعة .

ومنذ كتابة هذا المؤلف ، ظهرت تركيبات ضوئية حديثة سميت « ليزر » وكانت موضوع دراسات وتحقيقات عديدة . وبسبب فائدتها النظرية وتطبيقاتها الهامة ، رأينا أنه لا غنى عن تخصيص فصل مكمل عنها في هذه الطبعة الحديثة .

هذا وقد اعدنا النظر في عدد من النقاط التفصيلية .

ب.ف - ج.ب.م

---

(١) راجع عند الحاجة مؤلفاً في الكهربية ، كالجزئين السادس والسابع من مجموعة هذا المؤلف .

اهم رموز المقادير المستعملة

في هذا الكتاب

(راجع ايضاً ترجمة الجزء ٤ الصفحة خ)

الرمز	المعنى
$\vec{B}$	تحريض مغناطيسي .
c	سرعة الضوء في الخلاء .
D	خطوة شبكة ؛ كثافة ضوئية .
D	انتقال كهربائي .
E	استنارة .
$\mathbf{E}$	حقل كهربائي .
e	ثخن ، سطوع نجمي .
F	تدفق ضوئي ، تواتر ميكانيكي .
G	عزم حركي .
$\vec{H}$	حقل مغناطيسي .
h	ثابتة بلانك .
I	شدة ضوئية ، شدة الاشعاع .
i	زاوية .
J	عدد كمي داخلي .
K	فعالية ضوئية ، عامل الامتصاص.
k	قرينة الامتصاص ، ثابتة بولتزمان .
L	لمعان .
l	عدد كمي سمتي .
M	إصدارية ، المرتبة النجمية المطلقة .
$\mathfrak{M}$	عزم مغناطيسي (امبيري) .
m	المرتبة النجمية الظاهرية ، عدد كمي مغناطيسي .
N	قرينة الانكسار (المطلقة) .
$N = N - Jk$	قرينة عقدية .
n	قرينة بالنسبة للهواء ، عدد كمي اساسي .
$\mathfrak{P}$	استطاعة ، تدفق طاقي .
P	رتبة التداخل ، عامل النقاوة .
R	قوة الحل .
$\mathcal{R}$	ثابتة رايدبرغ .
S	سطح .
s	مطال الاهتزازة عدد كمي ، اسبيني .
T	دور .
t	زمن .

U امتداد .

V_λ فعالية ضوئية نسبية، للشعاعة λ .

v سرعة .

W طاقة .

x, y, z امثال ثلاثية الصبغة .

الحروف اليونانية :

α (الفا) زاوية، عامل الامتصاص، قابلية الامتصاص .

β (بيتا) زاوية ، عامل اللمعان . النسبة v/c .

γ (غما) ناقلية .

ε (ابسيلون) سماحية الخلاء .

ε_r – السماحية النسبية .

θ (تيتا) درجة الحرارة .

λ (لامبدا) طول الموجة .

μ_0 (مو) نفوذية الخلاء .

μ_r (مو) نفوذية نسبية .

ν (نو) تواتر شعاعة ، حصر .

ϖ (بي) درجة الاستقطاب .

ρ (رو) عامل الانعكاس ، عامل إزالة الاستقطاب .

σ (سيغما) عدد الموجات في واحدة الطول .

τ (تو) عامل النفوذ أو التوصيل .

φ (في) اختلاف الطور .

Ω (أوميغـا كبيرة) زاوية صلبة (مجسمة) .

ω (اوميغا صغيرة) نبضان .

ملاحظة : من أجل اصطلاحات الطبـــاعة راجـع ترجمة الجزء الرابـع الصفحات ث ، ج ، ح .

الجدول ١ – ١

الشعـــــــاعات الكهراطيســـــــية

الكم ε (eV)	التواتر ν (Hz)	العدد الموجي σ (cm^{-1})	طول الموجه (m) (وحدات اخرى)	
....	....	....	....	
1,24.10^{8}	3.10^{22}	10^{12}	10^{-14}	أشعة كونية
1,24.10^{7}	3.10^{21}	10^{11}	10^{-13} → 1U.X.	أشعة γ
1,24.10^{6}	3.10^{20}	10^{10}	10^{-12}	
1,24.10^{5}	3.10^{19}	10^{9}	10^{-11}	
1,24.10^{4}	3.10^{18}	10^{8}	10^{-10} → 1 Å	أشعة X
1,24.10^{3}	3.10^{17}	10^{7}	10^{-9} → 1 mμ	
124	3.10^{16}	10^{6}	10^{-8}	
12,4	3.10^{15}	10^{5}	10^{-7}	فوق البنفسجي
1,24	3.10^{14}	10^{4}	10^{-6} → 1 μ	مرئي
1,24.10^{-1}	3.10^{13}	10^{3}	10^{-5}	
1,24.10^{-2}	3.10^{12}	10^{2}	10^{-4}	تحت الاحمر
1,24.10^{-3}	3.10^{11}	10	10^{-3} → 1 mm	
1,24.10^{-4}	3.10^{10}	1	10^{-2}	
1,24.10^{-5}	3.10^{9}	10^{-1}	10^{-1}	موجات هرتزية
1,24.10^{-6}	3.10^{8}	10^{-2}	1	
1,24.10^{-7}	3.10^{7}	10^{-3}	10	
1,24.10^{-8}	3.10^{6}	10^{-4}	10^{2}	
1,24.10^{-9}	3.10^{5}	10^{-5}	10^{3} 1 km	
....	....	....	....	

فوق البنفسجي	λ (Å)
	136
مليكان (C) القصي	500
ليمان (C) القصي	1 200
شومان (C) القصي	1 850
بعيد	2 800
متوسط (B)	3 150
قريب (A)	4 000

المرئي	λ (mμ)
	400
بنفسجي	440
ازرق	500
اخضر	560
اصفر	590
برتقالي	610
احمر	780

ماتحت الاحمر	λ (μ)
	0,78
قريب (A)	1,4
متوسط (B)	3
بعيد (C)	1 000

اللوحة ١ ـ ٢ التصنيف الدوري للعناصر

الدور	الشكل الالكتروني K	L	M	N	O	P	Q		Groupe I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	الغازات الخاملة
	1 الى 2							H 1 هيدروجين									He 2 هليوم
1	2	1 الى 8							Li 3 ليتيوم	Be 4 بريليوم	B 5 بور	C 6 كربون	N 7 آزوت	O 8 اكسجين	F 9 فلور		Ne 10 نيون
2	2	8	1 الى 8						Na 11 صوديوم	Mg 12 مغنزيوم	Al 13 المنيوم	Si 14 سيليسيوم	P 15 فوسفور	S 16 كبريت	Cl 17 كلور		A 18 أرغون
3	2	8	8 الى 18	1 الى 8					K 19 بوتاسيوم Cu 29 نحاس	Ca 20 كلسيوم Zn 30 توتياء	Sc 21 سكانديوم Ga 31 غاليوم	Ti 22 تيتان Ge 32 جرمانيوم	V 23 فاناديوم As 33 زرنيخ	Cr 24 كروم Se 34 سيلينيوم	Mn 25 مغنسيوم Br 35 بروم	Fe 26 حديد Co 27 كوبالت Ni 28 نيكل	Kr 36 كريبتون
4	2	8	الى	8 الى 18	1 الى 18				Rb 37 ربيديوم Ag 47 فضه	Sr 38 سترونيوم Cd 48 كادميوم	Y 39 يترلوم In 49 انديوم	Zr 40 زيركونيوم Sn 50 قصدير	Nb 41 نيوبيوم Sb 51 أنتموان	Mo 42 موليبدن Te 52 تيلور	Tc 43 تكنسيوم I 53 أيود	Ru 44 روتينيوم Rh 45 روديوم Pd 46 بلاديوم	Xe 54 كزينون
5	2	8	18	18 الى 32	8 الى 18	1 الى 8			Cs 55 سيزيوم Au 79 ذهب	Ba 56 باريوم Hg 80 زئبق	La 57 لانتان (لانتانيدات 58 à 71) Tl 81 تاليوم	Hf 72 هافنيوم Pb 82 رصاص	Ta 73 تنتال Bi 83 بزموت	W 74 تنكستين Po 84 بولونيوم	Re 75 رينيوم At 85 استات	Os 76 أوسيوم Ir 77 انديوم Pt 78 بلاتين	Rn 86 رادون
6	2	8	18	32	> 18	> 8	> 1		Fr 87 فرانسيوم	Ra 88 راديوم	Ac 89 أكتينيوم (اكتينيدات الى 90 ..)						

محمد أبو عبد الله الكويتي

الفصل الأول

الاشعاع والمادة

١ ـ ١ ـ الاضواء البسيطة والمركبة ، المرئية وغير المرئية .

ا) نذكّر القارىء ببعض المفاهيم الاساسية : فالمادة مكونة من **ذرات** (راجع مثلاً الجزء ٢ ، الفصل ٩) جميعها متماثلة لكل نوع كيميائي بسيط او عنصري (أو لها عدد صغير من الانواع التي تسمى « الموحدة الخواص ») ، ومنضمة بصورة عامة بشكل **جزيئات** ، كلها متماثلة ايضاً في حالة جسم معين بسيط أو مركب . والذرات والجزيئات ، التي أبعادها من رتبة جزء من عشرة ملايين من الميليمتر (10^{-7}) مفصولة بفراغات خالية اكبر منها كثيراً نسبياً ، ومندفعة بحركات مستمرة . والذرات نفسها مؤلفة من نواة مركزية محاطة بالكترونات في حركة دائمة ، وابعاد هذه المكونات الذرية من رتبة 10^{-15}م .

والضوء تصدره المادة ، ويبدو بفضل تأثيره في المادة . وهو ظاهرة اهتزازية تنتشر بدءاً من منبع ، ناقلة للطاقة (الجزء ٤ ، الفقرة ١ ـ ١) . ويمكن أن تتلقاه العين او **مستقبل** آخر (الجزء ٤ الفقرة ٣ ـ ٢) يمتصه جزئياً على الاقل ويصبح مقراً لسخونة إو لانتقال إلكترونات أو لتفاعل كيميائي أو لاعادة اصدار للضوء .

ولفظ **الشعاعات** الذي أطلق على مختلف الاضواء يذكّر بأن طاقاتها (التي تدعى « المشعة ») تنتشر على طول **الأشعة** ، التي هي مستقيمة في وسط متجانس . ومجموعات من مثل هذه الأشعة تكوّن **حزماً ضيقة او واسعة** . **ولسرعة** انتشار الضوء في الفراغ قيمة واحدة بالنسبة لجميع الأضواء ، وهي $c = 2,98 \cdot 10^8\ m/s$ (٤ ، ١ – ٨ والفصل ٢ التالي) . والاستطاعة التي تنقلها حزمة ضوئية تدعى **تدفقها الطاقي** ، وغالباً ما تستعمل ايضاً كلمة الشدة (مع ضرورة تجنب الخلط مع الشدة الضوئية لمنبع ما ، راجع الفقرة ٥ – ٢) عندما نقصد القيم النسبية لمختلف التدفقات .

ب) تبدو الدورية (٤ ، ٢ – ١) بظواهر التداخل والانعراج ، ويستنتج منها أن الإنتشار يتم بموجات (٤ – ٢ ، ٢ – ٢) . وفي وسط متماثل الخواص تكون الاشعة دوماً ناظمية على سطح الموجة .

ان أي ضوء كان **مركب** على الغالب ، أي أنه مماثل لمجموع أضواء ذوات ادوار مختلفة ، كل واحد منها يسمى بسيطاً أو **وحيد اللون** . على اننا سنرى أنه ليس ثمة ضوء **وحيد اللون** بالدقة التامة (الفقرة ٤ – ١٦) . والضوء البسيط يمكن تمييزه في الوقت ذاته إما بتدفقه الطاقي أو بدوره T ، أو ما يئول الى النتيجة نفسها ، **بتواتره**[1] $\nu = \frac{1}{T}$ ، أو **بطول موجته في الخلاء** $\lambda = CT$ ، أو أخيراً **بعدد موجاته** في واحدة الطول :

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{cT} = \frac{\nu}{c} \quad \text{(بواحدات مترابطة)} \qquad [١٠١]$$

وتقدر ν بالهرتز (s^{-1}) ، و λ بالمتر أو بالميكرون $(10^{-6}\ \text{m})$ ، أو في حالة

---

(١) مجاراة لاستعمال عام في كشف الطيوف ، سنستعمل في هذا الجزء الرموز ν للدلالة على التواترات الضوئية . محتفظين بالرمز f للتواترات الميكانيكية .

الموجات القصيرة **بواحدات الانغسروم** (10^{-10}) وحتى بالميلي أنغستروم ، التي تدعى ايضاً بواحدات X ، ويعبر عن σ بصورة عامة بـ cm^{-1} .

كل اهتزازة بسيطة تابع جيبي بالنسبة للزمن ، نبضانه $\omega = 2\pi\nu$ ، وشدته متناسبة ومربع سعة الاهتزازه (٤، ٢ — ١٠) .

ج) لدراسة تركيب ضوء ما ، تشكل له ، بواسطة جملة ضوئية مناسبة (موشور ، او جهاز آخر « مبدد ») مجموعة أخلية مفصولة تقريباً وناتجة عن مختلف مركباته .

والطيف (٤ ، ١ — ٤) الذي نحصل عليه هكذا ، قد يكون **متصلاً** ، أي أنه يظهر متتالية غير منقطعة من اطوال الموجة ، وإلا فهو طيف **خطوط أو عصابات** . وطرق قياس الاطياف (فصلها وقياس أطوال الموجة) التي اشرنا اليها في الجزء الرابع ، سنفحصها بتفصيل اكثر في هذا المجلد (الفصل ٤) .

د) من الملاحظ أن للشعاعات البسيطة **المرئية** أطوال موجات محصورة بين ٤٠٠ و ٧٨٠ ميلي ميكرون (تقريباً) ، وأن ألوانها تتدرج من البنفسجي الى الاحمر كما تدل على ذلك اللوحة ١-١ . وثمة ايضاً شعاعات اطوال موجاتها اقصر (الاشعة فوق **البنفسجية** ، الاشعة السينية ، أشعة γ ، الاشعة الكونية) أو أطول (الاشعة ما تحت الاحمر ، الاشعة الهرتزية) التي لا تدركها العين ، انما تستطيع أن تتلقاها بعض المستقبلات الفيزيائية ، والتي تنقاد فيما يتعلق باصدارها وانتشارها ، الى قوانين مشابهة لتلك التي تتحكم في الاشعاعات المرئية (انظر الفقرات من ١ — ٨ الى ١ — ١٢) .

١ - ٢ . — التوهج والتلألؤ .

أ) لقد أشرنا (٤ ، ١ — ٦) الى منابع الضوء الأساسية المستعملة في علم الضوء ، وبعضها دارج الاستعمال في الانارة (١٧ — ١٤) .

عندما تنجم الطاقة المشعة بكاملها عن تحول طاقة حرارية يقال : ثمة إشعاع **حراري محض** أو **توهج** . وقد درست هذه الحالة في الفصل ٢٠ من الجزء ٢ ، وعرّف فيـــه بصورة خاصة الجسم **الاسود** وأشير الى خواصه . وسنرى أنه يكوّن معياراً مفيداً جداً لدراسة الضوء كمياً (قياس شدة الضوء،قياس الضوء الطيفي ، فصل ٥) . والاجسام المتوهجة تصدر في حالتها المتكاثفة (جوامد ، سوائل ، غازات مضغوطة جداً) ضوءاً ذا طيف متصل .

ب) يسمى **تلألوءاً** كل اصدار للضوء بميكانيكية أخرى غـــير الاشعاع الحراري ، وان الاطياف المقابلة له ، واطياف الغازات والابخرة في درجةعالية جداً من الحرارة ، هي بصورة عامة ، منقطعة (خطوط أو عصابات = شرائط ، راجع الفصل١٣ وما يليه) . وقد ينشأ التلألؤ عن تهييج ذرات او جزيئات جسم بتأثير حقل كهربي (حالات الانفراغ في الغازات، راجع الفصل ١٧ من الجزء ٦) او من اصطدام الكترونات سريعة (راجع بصورة خاصة اصدار الاشعة السينية : الجزء ٦ ، ١٧ - ٢٢) أو ايضاً امتصاص شعاعات مناسبة .

١ - ٣ . — النظرية الكهرطيسية :

أ) بيّن ماكسويل (١٨٧٢) أنه يمكن اعتبار كل اشعاع وحيـد اللون (مرئي او غير مرئي) وكأنه مرتبط بالانتشار بموجات حقل كهربائي E وحقل مغناطيسي $\vec{H}$ (راجع الجزئين ٦و٧) ولكليهما التواتر ν للاشعاع (وهو عالٍ جـــداً بالمقارنة بتواترات التيارات المتناوبة الصناعية) .فالموجات الهرتزية التي تستعملها الاتصالات اللاسلكية هي اذن من طبيعة الامواج الضوئية نفسها ، وتقع بالنسبة اليها كما يشير الى ذلك الجدول ١-١ .

وآلية انتشار هذه الموجات معروضة في الفصل ٩ من الجزء ٧ . ففي حالة

حقل موازٍ للحدود OZ ، نجد ان المشتقات الثانية لـ E_z بالنسبة لاحداثيات الفراغ وللزمن مرتبطة بالمعادلة التفاضلية (**معادلة الموجة**) :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \qquad [٢،١]$$

حيث ε_0 و μ_0 هما على التوالي سماحية الخلاء (٦ ، ٤- ١) ونفوذية (٦ ، ٨–٨) الخلاء .

ويمكن كتابة المعادلة [٢،١] بالشكل المكثف (٧ ، الصيغة [١٠،٩]) :

$$\Delta E_z = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \qquad [٣،١]$$

وفي حالة مواجهة موجة مستوية تنتشر وفق Ox ، فإن المعادلة السابقة تصبح (٧، [٩ – ١١])

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \qquad [٤،١]$$

والمعادلة [٤،١] تقبل بصورة خاصة حلولاً جيبية (٧ ، [١٣،٩]) .

$$E_z = E_m \sin \omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \qquad [٥،١]$$

حيث سرعة الانتشار :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \qquad [٦،١]$$

وبأخذنا بعين الاعتبار العلاقة [٥،١] نجد أن معادلة الموجة تصبح :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} = -\frac{4\pi^2 \nu^2}{c^2} E_x \qquad [٧،١]$$

ب) لقد ثبت بالبرهان (٧،٩ –٩) ان الموجات الكهرطيسية المستقرة ، الناتجة عن الانعكاس على سطح ناقل ، تبدي على المرآة عقد اهتزاز المتجهة E . وبطون اهتزاز المتجهة H ، الا انه في تجربة فينر (٤،١٢ – ١٠) يشاهد أن السطح العاكس مستو عقدي فيما يخص التأثير في طلاء صفيحة التصوير وإذن في العين ايضاً . فيعزى هـذا التأثير اذن للحقل الكهربائي ، مما يؤدي الى مطابقة المتجه E (وليس H) « لمتجه فرينيل المضيء » (٤،٢ – ١٠) .

١ – ٤ · ـ الضوء في الاوساط المادية

أ) لسرعة الضوء في المادة قيمة v أصغر دوماً ممـــا هي عليه في الفراغ . فتحدث بالتالي على السطح الذي يحدد هـذه المادة ظواهر **انعكاس وانكسار** (٤،١–٧ و ١ – ٩) حيث لقرينة الانكسار قيمة $N = c/v$ (٤،٢ – ٤). وفي بعض الاوساط ، قد تتوقف سرعة الضوء على جهة الانتشار وحالة استقطاب الضوء الوارد ، الامر الذي يبدو بالانكسار المضاعف (٤ ، فصل ١١) وقوة الدوران (٥ فصل ١٢) .

وتعاني شدة الحزمة الضوئية دوماً تناقصاً أثنـاء انتشارها في وسط مادي ، فيقال إن الحزمة تكابد **الانطفاء** . وينتج هذا التناقص عن انحراف جزء من الضوء ، عن منحى انتشاره على طول مسيرته . وتدعى هذه الظاهرة **الانتثار** . وقد تنشأ ايضاً عن أن جزءاً من الطاقة المشعة التي تنقلها الحزمة يتحول الى شكل آخر من الطـاقة ، هو على الغالب الحرارة : فثمة حينئذ **امتصاص** للضوء من قبل الوسط .

ب) إن النظرية الكهرطيسية للضوء تأخذ بعين الاعتبار ، الى حـــد ما ، الظواهر السابقة ، بادخال عوامل مميزة للوسط المادي سماحيته النسبية ε_r ونفوذيته النسبية μ_r وناقليته γ (٧ ، ٩ – ٦ ، آ) . وقابلية النفوذ النسبية ، القريبة

جداً من الواحد في كل وسط ليس من حديد ممغنط ، لا تلعب دوراً هاماً إلا في بعض ظواهر ضوئية خاصة جداً ، لذا لن نأخذ بعين الاعتبار تغيراتها .

هذا ، وتدل التجربة (٧ ، ٩ – ٦) على أن سرعة الضوء في المادة هي :

$$v = c/\sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \qquad [١،٨]$$

وقرينة الانكسار هي بالتالي :

$$N = c/v = \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \qquad [١،٩]$$

وتستبدل بالمعادلة [١،٣] الخاصة بالخلاء ، المعادلة التالية :

$$\Delta E_z = \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = \frac{N^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \qquad [١،١٠]$$

وسنرى في الفصل ٨ ، أنه اذا أخذنا بعين الاعتبار الشروط التي يجب أن تحققها حقول الامواج عند سطح الفصل بين الوسطين (٧ ، ٩ - ٧) أمكن تفسير سير الحزم ونسب الشدة في الانعكاس والإنكسار . ومن جهة أخرى تبين التجربة أن سعة حزمة ضوئية وحيدة اللون تتناقص أسّياً مع البعد x الذي تجتازه في وسط مادي معين .

واذا أخذنا بعين الاعتبار الطريق الضوئي Nx (٤ ، ٢ – ٢ و ٢ – ٥) كانت العبارة الجبرية لمتجه الحقل الكهربائي :

$$E = E_0 \exp(-kx) \sin 2\pi\nu (t - Nx/c) \qquad [١،١١]$$

وهي المعادلة [٩،٣٢] من الجزء ٧ .

واذا كان تناقص السعة ناتجاً فقط عن استحالة للطاقة الممتصة الى حرارة ، فإن **عامل الامتصاص** يكون مرتبطاً بالموصلية γ بالعلاقة (٧ ، ٩ – ٦ د) :

$$K = \sqrt{\frac{\pi \nu \gamma}{c^2 \varepsilon_0}} \qquad [١٢،١]$$

ويمكن عندئذٍ تعريف قرينة عقدية[1]

$$N = N - Jk \qquad [١٣،١]$$

(تدعى $k = cK/\omega$ **قرينة الامتصاص**) ومقابلة المعادلة [١ ، ٥] بالسعة العقدية[2]

$$E_z = E_m \exp\left(- J \omega \frac{N}{c} x\right) \qquad [١٤،١]$$

وتحل حينئذ محل معادلة الموجة [١٠،١] المعادلة التالية :

$$\Delta E_z = \frac{N^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \qquad [١٥،١]$$

١ - ٥ - قصور النظرية الكهرطيسية :

أ) إن المعادلات السابقة لاتؤدي الى تعليل مرضٍ لجميع الظواهر الضوئية المألوفة . فهي لا تستطيع في الواقع أن تتكيف لظواهر التبدد (فصل ١٠) ما لم نقبل أن γ, ε_r تتحولان بتحول التواتر دون أن نفهم سبب هذا التحول . ولتجاوز هذه الصعوبة لا بد من ادخال البنية الجزيئية للمادة ؛ ومن المعلوم (٣ ، ٦ - ١٠) أن تبدد سرعة انتشار الموجات المرنة مرتبط بانقطاع الوسط؛ وكذلك الأمر بالنسبة للموجات الكهراطيسية . علاوة على ذلك ، سنرى في

---

(١) فيما يتعلق باستعمال الاعداد العقدية ، راجع عند الحاجة الجزء ٣ ، الفقرة ٥ - ١١ أو الجزء ٧ الفقرة ٢ - ٧ .

(٢) يمكن دون عناء مطابقة هذه المعادلة [٣٢،٩] من الجزء ٧ .

الفصل العاشر أن عدم التجانس الاصلي الناشيء عن البنية الجزيئية لكل وسط مادي هو سبب الانتثار الذي لم تحسب نظرية مكسويل حسابه .

إذن فابعاد الجزيئات ومكوناتها (الذرات ، الالكترونات ، النوى) ومسافاتها المتبادلة مقارنة بطول الموجة ، هي التي تعطي المادة خواصاً اصطفائية بالنسبة لمختلف الشعاعات ، وتعلل خاصيات انتشارها . والنظرية الكهرطيسية سعت الى التوافق مع وجود الجزيئات ، معتبرة التبادلات بينها وبين الموجات الكهرطيسية كما لو كانت مشابهة لتلك الموجودة بين الأمواج الهرتزية وأبسط الساريات المذيعة أو اللاقطة (الجزء ٧ ، الفصل ١٠) .

في الحالة التي يكون فيها الوسط المادي جسماً نقياً بحالة غاز او بخار تحت ضغط ضعيف تبين التجربة (الفصل ١٣) بأن الشعاعات الصادرة والممتصة تشكل طيفاً متقطعاً وأن كل واحدة منها تشغل فاصلاً طيفياً ضيقاً الى حد يمكن معه اعتباره كوحيد اللون بتقريب جيد . والنظرية الكهرطيسية تقبل بأن يحوي الجزيء (او الذرة او الإيون) الذي يصدر شعاعة ذات تواتر معين شحنات كهربائية تهتز جيبياً بتواتر ميكانيكي يساوي التواتر الضوئي ، كما هو الأمر في مهتز هرتز (٧، ١٠ - ٤) .

هذا التصوير يقود الى اعتبار امتصاص وسط عازل مثل الغاز المذكور اعلاه كظاهرة طنين (٣ ، فصل ٤) : فالموجة الكهرطيسية تؤثر في الدقائق المشحونة والمحصورة في الجزيئات بقوى تدفعها لاهتزازات قسرية . وتتخلى الموجة عن جزء من طاقتها للمهتز وتمر بقيمة عظمى عندما يصبح تواتراهما قريبين . أما خارج مناطق الامتصاص ، فتواقت المهتزات الجزيئية يعلل الانكسار وتبدده (فصل ٩) وانتثار الضوء (الفصل ١٠) والانكسار المضاعف المستقيم (الفصل ١١) أو الدائري (فصل ١٢) .

وأخيراً ان وجود الظواهر الكهرضوئية : الانكسار المضاعف الكهربائي (فصل ١١) ، تأثير الحقل الكهربائي في الاصدار (فصل ١٣) وتأثير الظواهر المغناطيسية الضوئية : الانكسار المضاعف المغناطيسي (فصل ١١) قوة التدوير المغناطيسي (فصل ١٢) ، تأثير حقل مغناطيسي على الاصدار (الفصل ١٣) تجد كلها تفسيراً سهلاً ، في تقريب اول ، في تأثير الحقول على الجزيئات او على الدقائق المشحونة التي تتركب منها .

ب) غير أن النظرية السابقة تبدي بعض الصعوبات فيما يتعلق بفرضياتها الاساسية. فقد وجب الاعتراف بأن تمثيل مصدرات الاشعاع ومستقبلاته بمهتزات هرتز كان غير جائز بالقياس الذري . وبالفعل (فقرة ١٤ - ٤) اذا اعتبرنا طيف خطوط ذرة بكامله ، لا خطاً واحداً من خطوطه فقط ، فإن توزع المجموع لا يتفق مع ما يجب توقعه من المهتزات الدورية . علاوة على ذلك ، فإن اصدار الاشعاع يحدث خسارة مستمرة في الطاقة الميكانيكية للمهتز ، مناقضة بذلك استقرار الذرة . ومن المعلوم ايضاً أن الاصدار (٢،٢ و ١٧،٦ - ١١) وكذلك الامتصاص (٦،٦ - ٢٢) يبينان ان تبادل الطاقة بين الاشعاع والمادة يحدث بكميات متقطعة (**كمات**) وان للطاقة المشعة بنية حبيبية (**فوتونات**) .

وقد أمكن (٢،٤ - ١٢) اثبات أن هذه البنية الاخيرة قابلة للتوفيق مع المظهر الموجي للاشعاع . ولكن الصعوبات الناشئة عن الاصدار والامتصاص ، لم يكن من الممكن ازالتها إلا بالتخلي عن تطبيق قوانين ميكانيك نيوتون على حركات مكوّنات الجزيئات . وقد اقتضى ذلك اعداد **الميكانيك الكمي** الذي قام بتفسير عدد كبير جداً من الحوادث الفيزيائية والكيمياء الذرية ، وينبغي النظر اليه كالصحيح الوحيد في هذا المجال .

ج) مع ذلك ، فيما يتعلق بالظواهر الضوئية ، فإن الصيغ التي يقود اليها

الميكانيك الكوانتي من اجل الانتشار والانكسارات المضاعفة والتبديد ، شبيهة بتلك التي تنتج عن النظرية « التقليدية » للهتزات الكهرطيسية . وفي حالات عديدة يكفي ، كما سنرى مثلاً في الفقرة ٩ - ١٤ ، أن نغير تأويل الوسطاء التي تحتوي عليها الصيغ التقليدية لجعلها في وفاق مع النظرية الصحيحة . هذه الطريقة وإن كانت قليلة الدقة ، لها ميزة تقديم تعليل اكثر بداهة وابسط من الآراء النظرية ، وهي كافية في مصنف ذي طابع تجريبي يساعد على النفوذ فيما بعد في نظرية اكثر تجريداً وهي التي نستعملها على الاقل في البداية .

١ - ٦ . — مبادىء النظرية التقليدية لعلم الضوء الجزيئي .

سنعتمد إذن النموذج الجزيئي المكون من مجموعة مهتزات متوافقة كدليل في كثير من فصول هذا الكتاب ، وذلك بقبول الفرضيات التالية :

أ) تفرض قوانين ميكانيك نيوتون قابلة للتطبيق على الذرات ومركباتها . فحركاتها تتعين من جهة « بقوة العطالة » ma — حيث a هو تسارع دقيقة كتلتها m ، ومن جهة اخرى بما أن الجزيء ثابت فينبغي (للحصول على اهتزازات جيبية) قبول أنه اذا ازيح أحد مكوناته عن وضعه التوازني فانه يخضع لقوة اعادة $-k_0 s$ (حيث s هو الانتقال و k_0 ثابتة) . وأخيراً اصدار الطاقة بالاشعاع وتبددها المحتمل باشكال أخرى (خاصة بشكل حرارة) تؤدي الى تدخل قوة اخماد تقبل على أنها متناسبة والسرعة $\frac{ds}{dt}$ ، أي من الشكل $-k\frac{ds}{dt}$ فمعادلة حركة ذرة شوهت - بصدمة مثلاً - وتركت وشأنها هي إذاً :

$$m\frac{d^2s}{dt^2} + k'\frac{ds}{dt} + k_0 s = 0 \qquad [١٦،١]$$

والحل (٣،٤،٤) هو اهتزازة جيبية متخامدة عقدياً .

$$s = A \exp(-\lambda) \sin(\omega t + \varphi) \qquad [١٧،١]$$

ثابتة خمودها $\lambda = \frac{k'}{2m}$ ونبضانها $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}$ ، حيث ω_0 نبضان الحركة غير المخمدة

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_0}{m}} \qquad [١٠،١]$$

ب) عندما تنتقل دقيقة شحنتها q من وضع توازنها في A (الشكل ١ – ١) إلى B ($\overline{AB} = s$) فذلك يؤول الى أن نضيف الى الحالة الابتدائية ($+q$ في A) ثنائي قطب كهربائي ($-q$ في A ، $+q$ في B) قيمة عزمه :

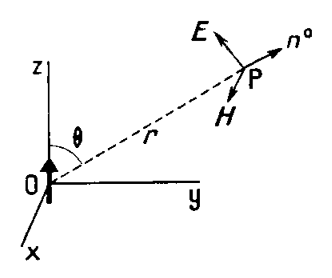
$$p = qs \qquad [١٩،١]$$

الشكل ١ - ١ . - انتقال الشحنة q من A الى B يعادل ظهور ثنائي القطب .

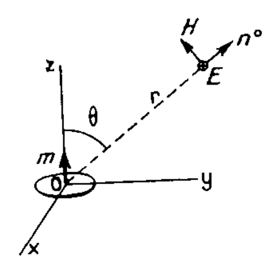
فدقيقة شحنتها q ، ومتحركة حركة جيبية مستقيمة تعادل إذن ثنائي قطب جيبي ، وتصدر إشعاعاً مشابهاً لاشعاع ثنائي الاقطاب لهرتز (١٠،٧ – ٤) ؛ ليكن OZ (الشكل ١ - ٢) منحى الحركة و O وضع توازن الدقيقة ، فيقابل التواتر ν للاهتزازة في الفراغ طول موجة $\lambda = c/\nu$ للشعاعة الوحيدة اللون . وفي نقطة P واقعة على بعد r من النقطة O وكبير بالنسبة الى λ ، يكون الحقل الكهربائي E للموجة الكهرطيسية واقعاً في المستوي الذي يحوي المنحيين OP و OZ . والحقل المغناطيسي $\vec{H}$ عمود عليه ومنحيا E و $\vec{H}$ والمنحى n^0 لمتجه الموجة (٢،٤ – ٣) تشكل ثلاثية مستقيمة وطويلتا E و $\vec{H}$ تعطيان بالمعادلة [١٠ ، ١٥] من الجزء ٧ ، ويكون :

$$E = -\frac{\pi p \sin\theta}{\varepsilon_0 \lambda^2 r} \qquad [٢٠،١]$$

حيث θ هي الزاوية التي يحدثها OP مع OZ و p قيمة العزم الثنائي القطب في $t - \frac{r}{c}$.



الشكل ١ - ٢ . - اشعاع ثنائي القطب لهرتز



الشكل ١ - ٣ . - اشعاع ثنائي القطب المغناطيسي

ج) ان اشعاع ثنائي القطب الكهربائي هو الاهم في بحث الضوء ، ولكنه ليس الوحيد. لنلاحظ مجموعة شحنات لها عزم ثنائي القطب المغناطيسي $\vec{m}$ (١٤٠٦-٥). فاذا تحول هـذا العزم جيباً نتج عنه اصدار اشعاع ثنائي القطب مغناطيسي . ليكن Oz (شكل ١ - ٣) منحى $\vec{m}$. فالموجة الكهرطيسية الصادرة تتعين في نقطة P بأسلوب شبيه بموجة اشعاع ثنائي القطب الكهربائي (الشكل ١-٢) ، إنما المتجه المغناطيسي هو الذي يقع هذه المرة في المستوي POz . والحقل الكهربائي للموجة يستنتج منه بالعلاقة [١٦،٩] من الجزء ٧ . ونسبة قيمة E في اشعاع ثنائي القطب المغناطيسي الى قيمته في اشعاع ثنائي القطب الكهربائي تساوي اذن النسبة بـين عزمي ثنائيي القطب . والحال ان العزوم الكهربائية هي من رتبة ea (a تدل على بعد ذري) والعزوم المغناطيسيه (الصيغة [٤٨،١٤] من الجزء ٦) من رتبة $ea^2\omega = ea^2 \frac{2\pi c}{\lambda}$ فنسبة قيم E هي اذن من رتبة المقدار $\frac{2\pi a}{\lambda}$ ، أي نحو بضعة اجزاء من الف للشعاعات المرئية . وشدة اشعاع ثنائي الاقطاب المغناطيسي هي في هذه الشروط نحو 10^{-5} مرة اصغر من شدة اشعاع ثنائي القطب الكهربائي .

د) اذا وضعت دقيقة شحنتها q ، ومتحركة بسرعة v في حقل كهرطيسي ،

عانت تأثير قوة ناجمة في آن واحد عن الحقل الكهربائي E والحقل المغناطيسي $\vec{H}$، وتعطى بالصيغة [١٦ ، ١٣] من الجزء ٦ :

$$F = qE + \mu_0 q [\vec{v} \wedge \vec{H}] \qquad [١،٢١]$$

والقوة المغناطيسية مهملة من جهة أخرى بالنسبة للقوة الكهربائية طالما السرعة v صغيرة بالنسبة لسرعة الضوء لأن H و E مرتبطان بالصيغة [٩ ، ١٥] من الجزء ٧ :

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{\mu_0}{c}$$

١ - ٧ . تدخل مقادير الكم والبنيات الذرية :

أ) لا تسمح النظرية الكهرطيسية ، كما ذكرنا آنفاً في الفقرة ١-٥ . ب ، بتعليل ظواهر اصدار الضوء أو امتصاصه بالضبط تماماً . فيجب أن نقبل بأن تبادلات الطاقة بين المادة والإشعاع لا تتم إلا « بعدد من الكمّات » غير قابل للتقسيم ، كل كم منها هو جداء التواتر ν الصادر أو الممتص بثابتة بلانك h :

$$h = 6{,}624.10^{-34}\ \text{J.s} \qquad [١،٢٢]$$

ويمكن التعبير عن قيمة الكم $h\nu$ بالواحدات الدارجة للطاقة : الجول ، والإرغ = ١٠

= 10^{-7} جول أو ايضاً بالإلكترونات - فولت ، التي كل واحد منهـا هو بالتعريف (١٦،٥ - ٣٣) الطاقة التي يكتسبها الكترون متسارع بفرق كمون قدره فولت واحد :

١ الكترون فولت = ١٫٦٠٢ × 10^{-19} جول

فيقابل طول موجة قدره : $1\,\mu = 10^{-6}$ m مثلاً ، التواتر :

$$\nu = c/\lambda = 3.10^{14} \text{ Hz}$$

والكم
$$h\nu = 1{,}98.10^{-19} \text{ J} = 1{,}24 \text{ eV}$$

وتقابل الأشعة السينية والأشعة الكونية (انظر الجدول ١ – ١ ، صفحة ١) مقادير من الكم ، عالية الطاقة ، تبلغ ألوف وملايين الالكترون فوات $(1 \text{ MeV} = 1{,}60\ 10^{-13} \text{ J})$.

ب) سنرى في الفقرة ١٠ – ١٣ كيف أن دراسة انتشار الأشعة السينية بالذرات يُعلم عن عدد الالكترونات المحيطية لهذه الذرات. وهذا العدد Z (الرقم الذري يدل على مكان العنصر الملاحظ في التصنيف الدوري لمندليف الذي يمثله الجدول ١ – ٢ من الصفحة ٢ والذي سنعطي عنه تفاصيل أوسع في الجزء الثامن .

وقد قاد الأمر بور الى قبول أن حركات هذه الالكترونات حول النواة تقابل طاقات ذرية قيمها الممكنة في نظام ثابت لا تشكل متتالية متصلة بل انها بعدد محدود : ويمكن تصور الالكترونات وكأنها موزعة وفق **طبقات** او **مستويات الكترونية** يشار اليها بالحروف M, L, K الخ... والطبقة K الاقرب الى النواة لا تستطيع من جهة أخرى ان تحوي سوى الكترونين ، والطبقة L الأبعد قليلاً لا يمكنها أن تحوي سوى ثمانية الخ (الجزء ٨) .

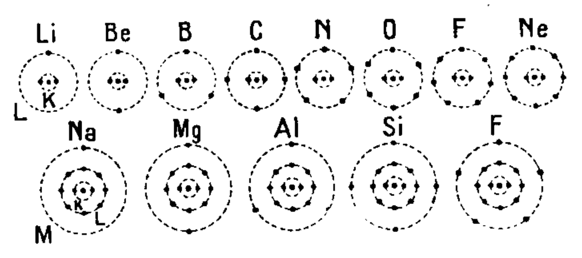
مثال ذلك (انظر اللوحة ١ – ٢) في حالة ذرات لامتأينة يكون للهدروجين الكترون واحد على الطبقة K ، وللهيليوم الكترونان (الشكل ١ – ٤) وللليتيوم الكترونان على الطبقة K ، والكترون واحد على الطبقة L ، الخ... ونمر في تركيب الجدول من دور الى التالي كل مرة تمتلىء فيها الطبقة ،

K E E N N E H He

الشكل ١ – ٤ . – تمثيل تخطيطي لذرات الهدروجين والهليوم (غير المهيجين)

وهو ما يحدث بعد زمرة الغازات العاطلة (هليوم ، نيون ، ارغون ، الخ. . .) وتشابه الخواص الكيميائية للمعادن القلوية التي تؤلف الزمرة I يعلل بوجود الكترون واحد في كل منها (يسمى **الكترون التكافؤ**) على الطبقة الخارجية النهائية (المحيطة بالطبقات المليئة سابقاً). وللعناصر القلوية الترابية (الزمرة II) الكترونان على هذه الطبقة ، وهلم جرا .

هذه الهيئات التي يبين الشكل ١-٥ بعض صورها **التخطيطية المبسطة جداً**



الشكل ١-٥.- تمثيل تخطيطي مبسط لذرات (غير المهيجة) الادوار الاولى من الجدول الدوري

توضحت بفضل دراسة اطياف الاصدار ، او الامتصاص الذرية ؛ فمقادير الكم المحررة او الممتصة تعطي فعلاً قياس تغيرات الطـــاقة المستخدمة عند قفزة الكترونية من طبقة لأخرى (راجع الفصل ١٤) .

١ ـ ٨ . ـــ اشعاعات ما تحت الاحمر :

أ) إن حدود الطيف المرئي سيئة التحديد . ففي أقصى الأحمر ثمة أضواء تتجاوز اطوال موجاتها ٠,٨٥ ميكرون تدركها بعض العيون شريطة أن تكون الاستطاعة التي تنقلها كافية (ولكن ليس دون خطر حروق بالغة) .

ويمكن **اصطلاحاً** قبول أن ماتحت الاحمر يبدأ من ٠,٧٨ ميكرون،وهي

القيمة التي من أجلها تتدنى الفعالية الضوئية الى اقل من ٠،٠٠٠٠٢ مما هي عليه من أجل الضوء ذي الفعالية العظمى (٠،٥٥٥ ميكرون) . ومن جهة أخرى يمكن تحديده اعتباطياً بطول الموجة الاعلى من ١ ميليمتر وتسمية :

ما تحت الاحمر القريب (أو ما تحت الاحمر A) المجال الذي من أجله

$$0{,}78\ \mu < \lambda < 1{,}4\ \mu;$$

ما تحت الاحمر الوسط (أو ما تحت الاحمر B) المجال الذي من اجله

$$1{,}4\ \mu < \lambda < 3\ \mu;$$

ما تحت الاحمر البعيد (أو ما تحت الاحمر C) المجال الذي من اجله

$$3\ \mu < \lambda < 1000\ \mu.$$

وهذه الحدود تقابل اجمالاً تغيرات وسائل الاحداث او الدراسة .

ب) منابع ما تحت الاحمر الاكثر استعمالاً هي من جهة القوس الكهربائية ذات الغلاف الكوارتزي ، ومن جهة أخرى بعض الاجسام المتوهجة كالشمس (انظر الفقرة ١٧ - ٦) والقوس الكهربائية ، وقنديل أوير ، وحراقات نرست (١٩،٦ - ١٤) وغلوبار (كربوروندوم) . ان الاستطاعة الصادرة عن جسم متوهج اسود في درجة الحرارة المطلقة T ، بدلالة طول الموجة (٢ ، ٢٠ - ٧) لها حد اقصى لقيمة λ_m من قيم λ يكون معها :

$$\lambda_m T \simeq 2\ 900\ \mu.\text{dg.} \qquad [١،٢٣]$$

والفوهة الموجبة من قوس الفحم مثلاً يمكن تشبيهها بجسم اسود درجة حرارته $T \simeq 3\ 800^0\text{K}$ ومنه نستنتج $\lambda_m 0{,}76\mu$. فالقيمة العظمى تقع اذن أبعد ما يكون في ما تحت الاحمر كلما كانت T أقل ارتفاعاً ؛ ولكن قيمتها تتغير مثل T^5 مما يقود الى استعمال منابع عالية الدرجة قدر الامكان .

ج) إن مصطلح «الاشعاع الحراري» كان مخصصاً (خطأ) لما تحت الاحمر ، الذي كانت دراسته تتم على افضل وجه بوساطة المستقبلات الحرارية مثل البيل الحراري (فقرة ٥-١٧) . فهذه المستقبلات لا تزال الوحيدة التي توافق الاحمر البعيد، ولكن يمكنها ايضاً أن تكشف وتقيس الاشعاعات من أي طول موجة كانت فيما إذا كانت الاستطاعة التي تتلقاها كافية . أما في اشعة ما تحت الاحمر القريبة فتستعمل أيضاً طلاءات تصويرية (حساسة لجميع الالوان) وبعض الخلايا الكهرضوئية (٦ ، الفصل ١٦ - ج والفقرة ١٧-١٣ ، ١٩-١٧ ، ٢١-١٩) .

هـذا وسنقدم في الفصلين ٤ و ٥ بعض التفاصيل عن هذه المستقبلات وعن المعدات الضوئية التي تستخدم لتشكيل الاخيلة أو الاطياف في ما تحت الاحمر : عدسات ومواشير من الملح الصخري او من بلورات أخرى ، مرايا وشبكات ، علماً بأن الزجاج ليس شفافاً لما بعد ٢ الى ٣ ميكرون (حسب بنيته). هذا وان بخار الماء وغاز الفحم الموجودين بكميات متفاوتة في الهواء الجوي يمتصان ايضاً عصابات مختلفة من طيف ما تحت الاحمر (الفقره ١٧ - ٣) ؛ فيجب اخذ ذلك بعين الاعتبار في بعض الدراسات .

١ - ٩ . — الشعاعات الهرتزية ؛ وصلها بما تحت الاحمر .

أ) من المعلوم ان هرتز حقق نظرية ماكسويل باثبات أن الامواج الكهرطيسية تستطيع بانعكاسها على لوح معدني أن تؤدي الى ظواهر الامواج المستقرة (٧،٩-٥) ؛ ومنه نشأ اسم « الاشعاع الهرتزي » الذي اطلق على مجال هذه الامواج التي تستعملها اليوم الاتصالات اللاسلكية .

وتستطيع أطوال الموجات المقابلة لها أن تتحول ، حسب الاجهزة المولدة لها ، من عدة عشرات الكيلومترات (الموجات الكبيرة) الى مادون السنتيمتر

(الموجات البالغة القصر)، ويوصى اليوم باستعمال التسميات: موجات كيلومتريه هكتومتريه ... ميليمترية .

ب) إن توليد الاشعاعات الهرتزية واستقبالها بالطرق الكهربائية قد عرضا في الجزء ٧ (الفصلان ٩ و ١٠) . ومنذ هرتز ، تحقق أن سرعة انتشار هـذه الاشعاعات في الفراغ ، وعملياً في الهواء ، هي تماماً نفسها كما هي للضوء المرئي (انظر فيما يلي ، الفصل ٢) ، وانه يمكن ملاحظة ليس انعكاسها فحسب ، بل أيضاً انكسارها خلال العدسات أو المواشير ، وانعراجها بالشبكات ، وايضاح استقطابها .

ـــ ٥ ـــ إن بعض تجـارب الانعكاس على مرايا مستوية او ناقصة ، وتجـارب الانكسار والانعكاس الكلي بواسطة موشور من البارافين ، وتجارب التداخل بمساعدة هوائي اصدار موجة ، قد شرحت في الجزء ٧ (الفقرة ١٠ ـ ٧) .

إن كشف طيف الأمواج فوق القصيرة يكمل كشف طيف المرئي تكميلاً مفيداً وكذلك طيف ما تحت الاحمر (انظر الفقرة ٤ – ١٥ . وبصورة خاصة ان بعض العصابات من ذوات اطوال الموجات الهرتزية يمتصها الجو (الفقرة ١٧–٣) .

ج) هذا وقد توطد الوصل بين الموجات الهرتزية وما تحت الاحمر البعيد في حوالي عام ١٩٢٣ من قبل نايكولس و تير Nichols & Tear اللذين اصدرا موجات بطول بضعة أعشار المليمتر بواسطة مهتزات كهربائية خاصة ، ودرساها بطرق ضوئية (شبكات اسلاك معدنية ومقاييس تداخلية من نوع بيرو وفابري.

١ ـ ١٠ . ـــ شعاعات ما تحت البنفسجي .

أ)ان نهاية الطيف المرئي من جهة مافوق البنفسجي سيئة التحديد ايضاً ، كما هـو الامر من جهة ما تحت الاحمر . وقـد تدرك بعض العيون اضواءاً ذوات

اطوال موجات ادنى من ٠٫٣٥ ميكرون اذا كانت شدتها كافية . والمتفق عليه غالباً كحد لما فوق البنفسجي القيمتان ٠٫٤٠ ميكرون (التي من أجلها حساسية العين المتوسطة عند تساوي الاستطاعة الواقعة عليها ، هي قريبة من ٠٫٠٠٠٤ من قيمتها العظمى) و ٠٫٠١٣٦ ميكرون (١٣٦ انغستروم) . ويسمى (انظر الجدول ١–١) :

ما فوق البنفسجي القريب (A) المجال الذي من أجله: $4\,000\text{Å} > \lambda > 3\,158\ \text{Å}$

» » » المتوسط (B) » » » : $3\,150\text{Å} > \lambda > 2\,800\ \text{Å}$

» » » البعيد والاقصى(C) » » : $2\,800\text{Å} > \lambda > 136\ \text{Å}$

هذا ، وتدعى احياناً باسماء العلماء الذين درسوها : اشعة ما فوق البنفسجي لشومان : المجال الذي يمتد من ١٨٥٠ الى ١٢٠٠ انغسروم ، أشعة ما فوق البنفسجي للايمان من ١٢٠٠ الى ٥٠٠ انغستروم ، اشعة ما فوق البنفسجي لميليكان الممتدة من ٥٠٠ الى ١٣٦ انغستروم.وهذان الاثنان الاخيران لايمكن دراستها إلا في الفراغ (على اعتبار ان الهواء ماص شديد) وبواسطة الشبكات . وأنواع الزجاج العادية : الكراون (الزجاج التاجي) وخاصة الفلنت (الزجاج الرفيع) كثيفة بالنسبة لما فوق البنفسجي المتوسط والبعيد ، في حين أن الكوارتز شفاف حتى نحو ١٨٥٠ أنغسروم،والفليورين حتى نحو ١٢٠٠ (انظر الفصل ٤) .

ب) يتوقف الطيف الشمسي (فقرة ١٧ – ٦) عملياً عند حدود ما فوق البنفسجي القريب . ويمتد طيف القوس الفحمية حتى بدء ما فوق البنفسجي البعيد . وتستعمل بعض الاقواس الأخرى والشرارات في الهواء حتى ١٨٥٠ انغستروم ، وكذلك مصابيح بخار الزئبق ومصابيح الإنفراغ الهيدروجينية ، وكلها ذوات جدران من الكوارتز،ولمصابيح الهيدروجين فائدة هي اعطاء طيف

متصل في بعض الشروط (الفقرة ١٥ – ٨ – ه) . وفي أقصى حدود ما فوق البنفسجي، لا يوجد سوى الشرارات في غاز مخلخل وحدها التي يمكن استعمالها.

ج) ان المستقبلات التي تستخدم لدراسة ما فوق البنفسجي هي على الغالب تصويرية أو كهربائية ضوئية (راجع الفصل ٤). وتستعمل احياناً مادة مفلورة ، تحول الاشـــعاع الى آخر ذي طول موجة اكبر (الفقرة ١٣ – ٧) يُدرك بدوره بمستقبل كهرضوئي ، أو حتى بالعين .

كانت الشعاعات التي اطوال موجاتها قصيرة تدعى أحياناً « كيميائية » لأنها تيسر بعض التفاعلات وبصورة خاصة التخليق الضوئي (راجع الفصل ١٧–ج).

١ ـ ١١ . ــ الاشعة السينية ، وصلها بما فوق البنفسجي :

أ) تولد حزم الالكترونات السريعة جـداً [١] (١٧،٧ – ٢٢ – ه) عند اصطدامها بالمادة شعاعات تستطيع أن تؤثر في طلاء صفائح التصوير ، وتهيج فلورة بعض الاجسام مثل بلاتينو سيانور الباريوم . هـذه الاشعاعات تنتشر في خطوط مستقيمة ، ولا تنحرف بالحقول المغناطيسية والكهربائية ، فهي ليست اذن مؤلفة من جسيمات مكهربة .

وطبيعتهـا الموجية ، التي لم تكن معروفة آن اكتشافها من قبل رنتغن (١٨٩٥) – منه اسمها الاشعة السينية، أي الغامضة – قد برهن عليها بتمكنها

(١) توليد الاشـــعة السينية شبيه في مبدئه لاصدار الشعاعات المرئية او ما فوق البنفسجية باصطدامات الكترونية (الفقرة ١٣ – ٤) ، إنمـــا للحصول على اصدار غزير من الشعاعات العالية التواترات ، تقصف مادة ، كبيرة الكتلة الحجمية (معدن)، بسيل من الالكترونات ذوات الطاقة الحركية الكبيرة .

من الانعراج بالبلورات ، مما ساعد ايضاً على تقدير اطوال موجاتها (١٦،٥ – ٩ الى ٦ – ١١) .

ب) واطوال الموجات هذه ، محصورة ، في حالة الاشعة السينية الممكن الحصول عليها بسهولة بين ١٢ انغسروم (أشعة L_α للتوتياء) و ١،٠٠ انغستروم (انقطاع K للأورانيوم ، راجع الفقرة ١٤ – ٢٠) .

يمكن اعتبار اصدار الأشعة السينية كظاهرة مقابلة للتأثير الكهربائي الضوئي (١٦،٤ – ٣٢) ؛ ان الكم (الفقرة ١ – ٧) للفوتون الصادر الذي تواتره ν يساوي على الأكثر الطاقة الحركية eV للالكترون الذي يحدث الاصدار (الكترون شحنته e ، خاضع لكمون مسرّع V). ومنه : بين هذا الكمون V والتواتر الأعظم ν للأشعة السينية (أو طول موجتها الصغرى λ) العلاقة :

$$h\nu = hc/\lambda = eV$$

أو [٢٤،١]

$$\lambda V = \frac{hc}{e} = \frac{6{,}6.10^{-34} \times 3.10^8}{1{,}60\ 10^{-19}}$$

$$= 1{,}24.10^{-6}\ \text{V.m} = 1{,}24\ \text{V.}\mu.$$

(وهو ما اشير اليه بشكل آخر في الفقرة ١ – ٧ – أ) .

والأشعة السينية تكون اكثر نفاذاً في المادة (الا في حالة الامتصاص الاصطفائي) بقدر ما يكون كمها اكبر قيمة: والاشعة التي اطوال موجاتها أعلى من الانغستروم (كمها اعلى من eV 12 400) تسمى « قاسية » ، والتي اطوال موجاتها ادنى من ذلك تدعى « رخوة » .

ج) لقد أمكن قياس سرعة انتشار الأشعة السينية التي هي تماماً في الخلاء كسرعة الموجات الاخرى الكهرطيسية ، ودراسة تبددها (الضعيف جداً) بموشور ،

وانعكاسها الكلي، وانعراجها بشق دقيق جداً أو بشبكة مخططة وبورود ملامس (فقرة ٤ – ١٣) واستقطابها (فقرة ١٠ - ١٣) اذا كان ثمة داع . ودراسة الاشعة الرخوة جداً صعبة لانها جميعها قابلة للامتصاص ، مع ذلك فقد تقدمت بفضل هولويك Holweck حتى بلغت نحـــو ٣٠٠ أنغستروم (كم أدنى من 50 eV) مما يغطي مجال ما فوق البنفسجي لميليكان .

د) ثمة وسيلة ثمينـة لدراسة الاشعاعات السينية تنجم عن قابليتهـا لتأيين الغازات(١٧،٦–٣). وتحدث تأثيرات مشابهة بالأشعة γ للأجسام ذات النشاط الاشـعاعي (أطوال الموجة من رتبة اعشار حتى اجزاء من الانغستروم) وببعض موكبات الاشعة الكونية [١] . وسيجد القـارىء في الجزء ٨ بعض التدقيقات بشأنها .

* * *

(١) المكونات الاخرى هي من طبيعة جسيمية .



القياسات المتعلقة بالضوء



الفصل الثاني

سرعة الضوء

٢ - ١ . — ملاحظات تمهيدية :

أ) في كل وسط متجانس ، ينتشر الضوء على خط مستقيم بحركة منتظمة : ويمكن التحقق ، بصورة جيدة من أن أزمنة المسيرات t متناسبة مع المسافات المجتازة l . وبما أن الموجات هي التي تنتشر ، وليست الدقائق المادية ، فقد تكون كلمة **العجلة** [1] (١٦٣ - ٥) افضل من كلمة **السرعة** ؛ ومع ذلك سنستعمل هذه الكلمة الاخيرة طبقاً للعرف .

هذه السرعة كبيرة للغاية : فقيمتها c في الفراغ (التي هي واحدة من اجل جميع الشعاعات ، المرئية وغير المرئية ، كما تتوقعه النظرية الكهرطيسية ، وكما تحققه التجربة) قريبة من ثلاث مئة ألف كيلومتر في الثانية (3.10^8 m/s) . وسنقف فيما يلي اولاً موقف النظرة التاريخية مذكرين كيف أن قياسات سابقة قديمة أثبتت أن c ليست لا نهائية ، بمعنى أن تأثير الضوء عن بعد إنما يحدث بتأخير غير معدوم . وسنشير بعد ذلك الى الجهود التي بذلت لمعرفة قيمة c (معتبرة كثابتة فيزيائية ذات أهمية أساسية) بدقة اكبر فأكبر .

---

(١) célérité ، ومنه الرمز c لسرعة الضوء في الفراغ .

ب) إن قيمة هذه السرعة الكبيرة جداً :

$$c = l/t \qquad [١،٢]$$

تقود الى ادخال مسافات l اكبر من أبعاد الارض (على الاقل 300 000 km) اذا أردنا ان لا يكون الزمن t اقل من ثانية او أزمنة t صغيرة الى اقصى حد (10^{-4} s إذا أردنا أن لا يكون البعد l اكبر من 30 km) .

واذا كنا لا نعمل في الخلاء ، فإن السرعة تتناقص بنسبة عكسية مع القرينة المطلقة N (أو القرينة بالنسبة للخلاء) للوسط من اجل طول الموجة المعتبرة ؛ فالى النتيجة المجملة :

$$v = c/N \qquad [٢،٢]$$

لقياس جرى مثلاً في الهواء، الذي قرينته من رتبة 1,000 275 بالنسبة للشعاعات المرئية ، ينبغي أن نضيف نتيجة لذلك تصحيحاً من رتبة :

$$300\,000 \times 0{,}000\,275 \simeq 80 \text{km/s} \; .$$

وهذا يؤدي الى أن نأخذ كقيمة لأجل l في الصيغة [١،٢] لا الطريق الهندسي بل **الطريق الضوئي** الاكبر N مرة (٢،٤ — ٥) . وسنفرض فيما يلي ان هذا التصحيح قد تم ، ما لم نصرح بخلاف ذلك . وعلينا ان نتذكر بان التغيرات المحتملة لتركيب الجو وضغطه على مسيرة طويلة ، تستطيع ادخال شك لا يمكن اهماله .

ج) من المعلوم أنه على بعد x من منبع مطاله $s_0 = S_0 \sin \omega t$ تكون الاهتزازة المنقولة من الشكل: $s = S \sin \omega (t - x/v)$ حيث v هي السرعة التي ينتشر بها طور الاهتزازة . ومن سرعة **الطور** هذه ، ثمة ما يدعو (٣،٦-٩) لأن نميز في كل وسط غير مبدد ، اذن غير الخلاء) وحيث تتوقف السرعة على طول الموجة λ ، **سرعة المجموعة** u التي تحقق العلاقة :

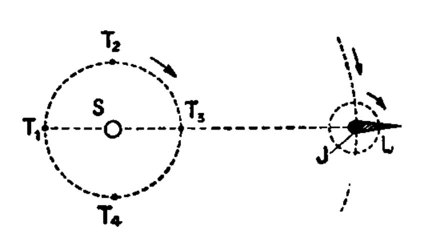
$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \qquad [٣،١]$$

وانتشار **اشارة** ما (قطار أمواج محدد المدة) يتم بشكل ملموس بسرعة المجموعة هذه (اذا لم تكن مرفقة بامتصاص شديد) ؛ وهذا ما يحدث خاصة من أجل جميع القياسات التي تتم في الهواء والتي سنتكلم عنها ، ما عـــدا تلك التي تستعمل الامواج المستقرة (فقرة ٢ - ٨) .

ثمة تصحيح اضافي مكمل $N(v-u) \simeq \lambda \frac{dv}{d\lambda}$ ،حيث N هي قريبة جداً من الواحد،ضروري إذن للحصول على الطريق الضوئي ؛وهو في حالة الضوء المرئي من رتبة 3 km/s ، ولا يتحتم الا في القياسات ذات الدقة العالية جداً . وسنرى أن الفرق بين v و u يصبح جسيماً في الاوساط الاشد كسراً والأكثر تبديداً في الوقت ذاته (فقرة ٢- ١٠-ب) .

٢ - ٢. — خسوف توابع المشتري .

للكوكب السيار المشتري (J على الشكل ٢ - ١) عدة توابع مثل L ، تنفذ داخل ظله كل مرة تتم فيها دورة. ولكن المدة بين خسوفين متتالين تبدو تارة أقصر قليلاً من متوسط القـــيم المقيسة لعدد كبير جداً من الخسوفات ، وأحياناً اطول قليلاً . وقد فسر الفلكي رومر عام ١٦٧٦ هذا التغير كما يلي : إن الخسوفات هي اشارات تنطلق من المشتري في فترات متساوية تقريباً ، ولكن المسافة التي يجب ان تجتازهـا لتبلغ الارض تتناقص من



الشكل ٢ - ١ . - مبدأ قياس c بملاحظة خسوفات توابع المستوي (الابعاد النسبية غير مرعية).

خسوف الى التالي عندما يقترب الكوكبان السياران أحدهما من الآخر ، وتتزايد في الحالة المعاكسة .

وعندما تمر الارض من وضعها T_1 الأبعد عن المشتري الى وضعها T_3 الأقرب (الامر الذي يتطلب نصف عام بالضبط ، لو كان المشتري لا يدور هو أيضاً حول الشمس S) فإن تقدمات الزمن الملحوظة آنفاً تتراكم بحيث يصبح مجموعها من رتبة الف ثانية . ونجد زمناً يساويه تقريباً ، لمجموع تأخرات الزمن الملحوظة عندما تنتقل الارض من T_3 الى T_1 . هذا الزمن t هو الوقت الذي يستغرقه الضوء ليجتاز القطر l لفلك الارض الذي يبلغ نحو ٣٠٠ مليون كيلو متر . ومنه c .

ويقدر بعد الارض عن الشمس $\frac{l}{2}$ بدلالة قطر الارض d ، بقياس لانطباق المواضع الشمسي او **الاختلاق الظاهري**، أي بالزاوية التي يرى d ضمنها من مركز الشمس ؛ وانطباق المواضع هذا يستنتج من الزاوية الصغير جداً (انما القابلة للقياس) التي يصنعها شعاعان فيما بينهما يمران من نقطتين موقعاهما معلومان على الارض ، ومتجهان في اللحظة نفسها نحو عين النقطة من الشمس . وثمة تصحيحات ينبغي اجراؤها لنأخذ بعين الاعتبار شكل القطع الناقص لفلك الارض ، من جراء أن المشتري لا يقع تماماً في هذا الفلك (الذي يدعى مستوى **فلك البروج**) وأخيراً من الحركة الخاصة للمشتري J حول الشمس S (دورة في اثني عشر عاماً) .

وقد كانت تقديرات رومر قليلة الدقة جداً (إذ أعلن كقيمة لـ c نحو 350 000 km/s . وأعطت قياسات حديثة بالطريقة نفسها 299 840 km/s) . والقيم المقبولة اليوم من اجل c تدخل في تقدير الابعاد في علم الفلك ؛ وبالمناسبة نذكّر باستعمال « السنة الضوئية » كوحدة كبيرة جداً للطول ، وهي المسافة التي يجتازها الضوء في سنة ، وهي نحو $9{,}45 \cdot 10^{12}$km .

٢ ــ ٣ . - زيغ النجوم

في عام ١٧٢٨ اكتشف فلكي آخر ، هو: برادلي ، حركة ظاهرية مستوية للنجوم على الكرة السماوية (زيـغ) فسرها بوجود سرعة غير معدومة w للأرض على مداها ، وسرعة للضوء c ليست لانهائية . لنحاكم للتبسيط على نجم E منحاه ناظمي تقريباً على مستوي دائرة البروج . ليكن x بعده عن الارض (الشكل ٢ - ٢) .

خلال الزمن $t = x/c$ الذي يستغرقه الضوء ليأتي من النجم حتى الارض فإن مراقباً مرتبطاً بهذه الاخيرة ينجز من A الى B بحيث يكون $AB = wt$. ومحور النظارة ، الذي ينبغي أن يكون موجهــاً بصورة موازيه الى BE لو كانت الارض ثابتة في B ، ينبغي إذن أن يكون موازياً الى AE (كذلك عندما تتساقط قطرات المطر شاقولياً فإن ملاحظاً ينتقل افقياً يشعر وكأن المطر يتساقط مائلاً ، آتياً من منحى يقع أمامه : وفي هذا المنحى يجب عليه أن يوجه أنبوباً كيما تجتازه قطرات الماء موازية لمحوره رغم حركته) .

الشكل ٢ - ٢ . - زيـغ النجوم

إن AE يصنع مع BE زاوية α يكون معها :

$$\alpha = \frac{AB}{EA} = \frac{w\,t}{ct} = \frac{w}{c} \qquad [٢،٤]$$

وخلال سنة يدور منحى w بصورة منتظمة ، ويبقى مقداره ثابتاً تقريباً :

فمسار E الظاهري هو اذاً دائرة قطرها الزاوي 2α . والقياسات تؤدي الى :

$$\alpha \simeq 20'' \simeq 10^{-4}\ \mathrm{rd}$$

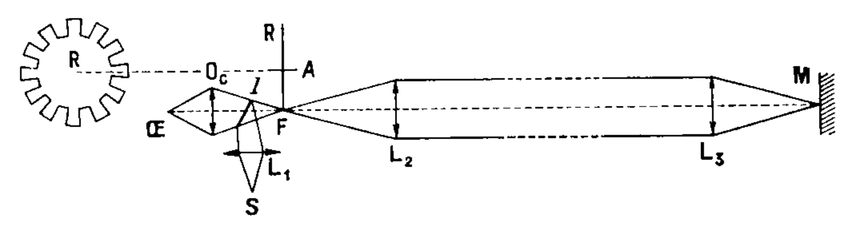
وقيمة w (نحو 30 km/s) تستنتج من قيمة نطـاق فلك الارض ، اذن كما في حسابات رومر ، من انطباق المواضع الشمسي . ومنه $c = \frac{w}{\alpha}$.

ونرى بسهولة في حالة النجوم التي منحاها ليس ناظماً على مستوي فلك البروج ان الزيـغ يقابل مساراً ناقصياً يرى قطره الاكبر ضمن الزاوية 2α .

ملاحظة . – لا يتوقف الزيـغ على بعد النجم x ، وينطبق على حركة ظـاهرية اخرى ذات سعة اقل كبراً (متحولاً مثل $1/x$ ودوماً اقل من $1''$) ناشئة عن انتقالات نسبية للأرض وللنجوم القريبـة نسبياً ، بالنسبة للنجوم البعيدة جداً .

٢ ـ ٤ . — طريقة الدولاب المسنن :

كان فيزو (١٨٤٩) أول من قام بقياس c بطريقة أرضية تمـاماً . ويبين الشكل ٢ – ٣ تمثيلاً تخطيطياً للتركيبة التي استعملها . وهي تتألف من منبع



الشكل ٢–٣ – قياس سرعة الضوء c بوساطة دولاب مسنن (فيزو)

ضوئي S ، ذي ابعاد صغيرة ، تشكل له العدسة L_1 المتبوعة بصفيحة نصف عاكسة l خيالاً يقع في المحرق الجسمي F لعدسة ثانية L_2 . ومجموعات الاشعة

المتوازية التي تنقلها L_2 تتلقاها على بعد كبير عدسة L_3 تشكل خيالاً جديداً للمنبع على المرآة M . وهذه المرآة الاخيرة موجهة عمودياً على المحور المشترك للعدستين L_2 و L_3 . والحزمة المنعكسة تجتازها ثانية لتشكل في F خيالاً أخيراً، تلاحظ العين Œ خلال الصفيحة l والعينية Oc . وثمة دولاب R محيطه مجهز بعدد d من الاسنان المتماثلة والموزعة بانتظام ، مركب عمودياً على محور الحزمة بحيث أنه أثناء ما يدور حول محوره A فإن F يقع بالتناوب إما على سن أو على الفجوة بين سنين (جوف) .

تضبط سرعة الدوران المنتظة (q دورة/ثانية) بحيث أنه في نهاية الزمن $t = \frac{1}{2dq}\,s$ اللازم لتحل سن محل الجوف المجاور ، أو في نهاية زمن 2k + 1 مرة أكبر (k عدد صحيح) ، تصبح الاشعة الضوئية الصادرة عن S ، والتي استطاعت أن تمر من خلال الاجواف المتتالية متتابعة في F متوقفة بدورها تماماً بسن . ويلزم ويكفي لذلك أن تحقق q الشرط :

$$\frac{2k+1}{2\,dq} = \frac{2l}{c} \qquad [٢،٥]$$

حيث l هي الطريق الضوئي FM .

إذا عملنا على زيادة سرعة الدوران تدريجياً ، فالعين تدرك إذن انطفاآت الضوء الذي تتلقاه من F ، من أجل قيم q التي هي في ما بينها كالاعداد الفردية المتتالية .

ونجد مثلاً أنه من أجل $q = 0$ (الانطفاء الأول) $d = 500$ و $l = 15$ km ويجب أن تساوي q عشر دورات في الثانية .

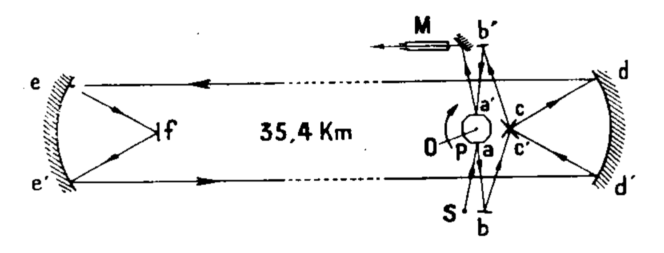
ومنه : $c \simeq 4\,dql \simeq 4 \times 500 \times 10 \times 15 = 300\,000$ km/s.

والقياسات الاولى كانت أيضاً مريبة جداً ، وإن استعمال جملة عدسة ــ مرآة ثانية مشابهة الى L_3M وموضوعة أبعد من L_2 يساعد على الحصول على خيالي العودة (بدلاً عن خيال واحد) ويسعى في جعلهما متجاورين ومتساويي النور، وهـــو الاسهل للتقدير من انطفاء الواحد أو الآخر . فيمكن هكذا انقاص الارتياب على c الى اقل من $100\,km/s$.

٢ ـ ٥ ـ طريقة المرآة الدائرة .

أ) لقد أشرنا في الجزء الرابع (فقرة ١ ــ ٨) الى مبدأ هذه الطريقة التي طبقت عام ١٨٥٠ من قبل فوكو (وفيزو أيضاً) ؛ وقـد ادخلت عليها عـدة تحسينات متتالية من قبل فيزيائيين مختلفين ، وجهت بصورة خاصة الى استعمال مرآة دائرة متعددة الوجوه يحل بعضها محل الآخر ، والى استعمال تركيبات ضوئية تساعد في زيادة المسافة التي يجتازها الضوء .

ب) وهكذا فإن مايكلسون استعمل عام ١٩٢٦ التركيبة الممثلة بالشكل ٢ــ٤ ، حيث P موشور ثماني الوجوه ، وجوهه عاكسة ، ويدور حول محور



الشكل ٢ ــ ٤ . ــ تجارب مايكلسون على بعد كبير .

O بفعل عنفة هوائيـة بسرعة ثابتة تقاس بدقة بطرق كشف الدوران (الجزء ٣،٢ــ١) التي تستعمل رنانة معايرة .

فضوء منبع S (قوس) يسقط على أحد الوجوه a من المرآة الدائرة ، ويجتاز بعد معاناته الانعكاس في a و b و c و d و e و f مسيراً ضوئياً يقرب من 35,4 km (مقدراً بالاستناد لتثليثات ، لم يتجاوز احتمال الشك النسبي فيها 10^{-7}) ثم يعود وفق المسير f ، e' ، d' ، c' ، b' ، a' الى المرآة المثمنة الوجوه ، وينعكس على الوجه a' الموازي الى a ، ويستقبل في المجهر M الذي يساعد الناظر على فحص خيال العودة . فيضبط الجهاز هكذا في حين أن الموشور يبقى ثابتاً .

ومتى تم هذا الضبط ، تُجعل المرآة تدور ، فيزول خيال العودة ، حيث يكون الوجه a' قد دار بزاوية ما خلال المسير الضوئي . إنما نعود فنجد هذا الخيال في المكان نفسه عندما تتم المرآة ٥٢٨ دورة في الثانية ، حيث يكون الوجه العاكس عند العودة هو الوجه الذي يلي a' والذي حل بالضبط محله . فيكون الضوء حينئذ قد أتم المسير $l = 2 \times 35{,}4\,\text{km}$ خلال الزمن t الذي تستغرقه المرآة لتدور بقدر $\frac{1}{8}$ الدورة . وعليه يكون :

$$t = \frac{1}{528 \times 8}\,s$$

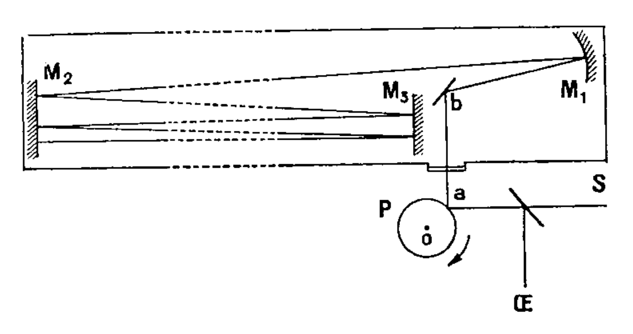
ومنه :

$$c = l/t = 2 \times 35{,}4 \times 528 \times 8 \simeq 300\,000 \text{ km}/s$$

وعملياً يحسب حساب ازاحة صغيرة جداً لخيال العودة ، يلاحظ بمجهر ذي مقياس دقيق .

ج) في قياسات لاحقة قام بها مايكلسن وبيز وبيرسن ، حذف تأثير العوارض الجوية باستعمال انبوب طوله ١٦٠٠ متر (ميل واحد) ، يمكن احداث خلاء جيد في داخله (0,5 mm من الزئبق) . والشكل ٢-٥ يمثل تركيبتهم ، حيث P هو موشور ذو ٣٢ وجهاً عاكساً . فحزمة اشعة تصدر عن القوس S ، وتنعكس في a و b ، تجعل متوازية بالمرآة

المقعرة M_1 ، وتماني من ثم على المرآتين المستوبتين المتوازيتين تقريباً M_2 و M_3 خمسة

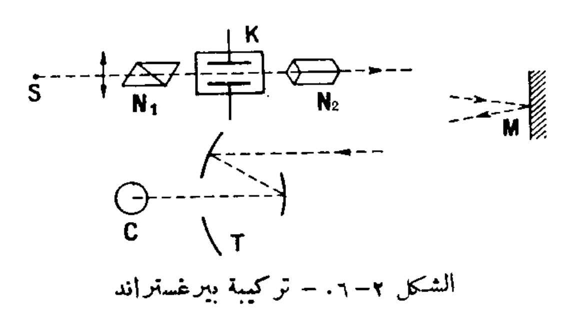


الشكل ٢ — ٥ . — تجربة بيز وبيرسون في الفراغ

انعكاسات متتالية ، الاخيرة منها تحت ورود ناظمي، فتعود إذاً في جهة معاكسة ، لتسقط بعد مسير قريب من ١٦ كيلو متراً على وجه الموشور الدائر المجاور الى a وتشكل اخيراً خيال العودة الملاحظ كما في تجارب مايكلسن السابقة . وقد تم اجراء نحو ٣٠٠٠ قياس (خلال ٣ سنوات) بفارق متوسط من رتبة $10\,km/s$.

٢ ـ ٦ . ـــ استعمال فعل كير :

ان ظاهرة كير التي ستدرس في الفقرة ١١ — ١٦ تسمح بتدوير مستوي الاستقطاب لحزمة الضوء التي تبرز من مقطب (نيكول) N_1 (شكل ٢ — ٦)



الشكل ٢—٦. — تركيبة بيرغستراند

والتي توقف بمحلل N_2 متصالب مع N_1 (٤، ٢ — ٩) . ونحصل على هذا الدوران

بتوسيط حوض يحوي نترو البنزين بين N_1 و N_2 وخاضع لتأثير حقل كهربائي (تحدثه مكثفة K) موجه بشكل مناسب عمودياً على محور الحزمة . فإذا كان هذا الحقل E متناوباً ، فإن الحزمة البارزة من N_2 تكون متكيفة بتواتر f (ضعف تواتر E) قــد يكون من رتبة أكبر بألف مرة من تواتر استبدال الاجواف بالأسنان في دولاب فيزو المسنن . وهكذا بتهيئة قطر من الامواج المتتالية في فترات من رتبة 10^{-7} s يمكن قياس سرعة الضوء على مسير بضع عشرات الامتار ، إذن داخل غرفة ، حيث تكون حالة الجو معينة تماماً .

وادق التجارب التي أجريت بوساطة خلية كير هي تجارب بيركستراند Bergstrand (١٩٥٠) التي يمثل الشكل ٢ ٦ تركيبتها تخطيطياً . تسقط جملة ضوئية خيال المنبع على مرآة M تعكس الاشعة نحو راصدة T مجهزة بخلية كهرضوئية مضاعفة ومصعد هذه الاخيرة يغذيه منبع التواتر العالي ذاته الذي يغذي خلية كير بحيث لايحدث تيار كهرضوئي الا إذا كان الضوء قد مر خلال التناوبات التي يكون فيها المصعد موجباً .

بعد أن عين بيركستراند بدقة النقاط التي تتكيف فيها الحزمة عند الانطلاق ، وتتلقى عند الوصول على البقعة الكهرضوئية ، وكذلك المعطيات الاخرى التي تحدد الطريق الضوئي ، وجد ان c = 299 793,1 km/s وأن الشك المقدر من قبله لا يتجاوز 0,3 km/s .

ملاحظة : بعد قبول قيمة c ، يمكن استخدام الجهــاز لقياس الابعاد الجيوديزية بدقة ومنه اسمه : **الجيوديمتر** .

٢ - ٧ . ـــ سرعة انتشار الإشارات الكهرطيسية :

أ) منذ عام ١٩١٣ بين ابراهام وفيريه Abraham et Ferrié أن

الاشارات الكهرشعاعية تنتشر بالسرعة c تماماً (راجع الجزء ٧ الفقرة ٩–١) .

وسرعة انتشار الموجات الهرتزية على طول اسلاك معدنية ، ينبغي أن تكون ايضاً، حسب نظرية ماكسويل، نفس سرعة الضوء . وقد عُينت بصورة خاصة من قبل مرسيه Mercier (١٩٢٣) فكانت نتيجتها (بعد التصحيح) متفقة اتفاقاً جيداً مع نتيجة القياسات الضوئية بشك من رتبة 30 km/s .

ب) أجريت قياسات دقيقة جداً، خاصة من قبل أسكلاسون Asklason، بطريقة يمكن تبسيطها كما يلي : ترسل طائرة O (الشكل ٢ - ٧) ، ارتفاعها OH ثابت ومعين ، بواسطة رادار (١٠٠٧، – ٢٢) دفعات قصيرة جداً ، على موجتين حاملتين موجهتين الى محطتين على الارض A و B . وهذه الاشارات تصدّر ثانية فوراً من A و B بعد تغيير التواتر ، وتستلم من قبل O، مما يعطي زمني المسيرين $t_A = \frac{2\,\overline{OA}}{v}$ و $t_B = \frac{2\,\overline{OB}}{v}$. ولما كانت الطائرة تنتقل في المستوي الناظمي في منتصف القاعدة AB (الأمر الذي يتحقق منه بالشرط $t_A = t_B$) ، فيبحث عن الوضع الذي من اجله يكون هذان الزمنان اصغرين . فيكون O حينئذٍ في مستوي الدائرة الارضية الكبرى التي تمر بـ A و B . واذا كان AB و OH معلومين بدقة فإن المثلث المتساوي الساقين OAB يكون معيناً تماماً، ومنه OA وبالتالي $v = 2\,\frac{OA}{t_A}$.

O A H B

الشكل ٢–٧–٠
تجربة اسكلاسون

وثمة تصحيحات تأخذ بعين الاعتبار الارتفاعات المختلفة لكل من A و H و B ، وكذلك ، احتمالياً ، للشكل غير المستقيم (٩٠٧، – ١٤) للأشعة الهرتزية OA و OB . والنتيجة المعلنة كانت $c = 299\ 794{,}2$ km/s بشك قدره 1,4 km/s .

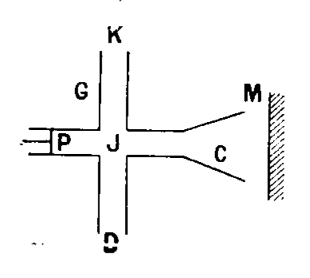
هذه الطريقة التي احكم ضبطها خلال الحرب الاخيرة لتحديد موضع الطائرات تستعمل أيضاً لرسم الخرائط .

ج) يمكن أن نقرّب من التعيينات السابقة تلك التي اجريت على أشعة X واشعة γ . فمن اجل هذه استعمل منبع تواتره 10^{20} Hz موضوع بين عدادين من ذوي التطابقات (الجزء ٨) ، أحدهما كان متحركاً ، وقدر فرق أزمنة المسيرات لأوضاع مختلفة للعداد المتحرك ، فوجد :

$$c = 298\,300 \pm 15\,000 \text{ km/s}$$

٢ ـ ٨ . ـــ القياسات التي تستعمل الامواج المستقرة :

أ) اذا جربنا على أمواج مستقرة ، تواترها f معلوم ، وقسنا طول الموجة λ ، حصلنا مباشرة على **سرعة الطور** $v = \lambda f$. وفي تجارب فروم Froome (١٩٥٢) التي أجريت على موجات من رتبة السنتيمتر ، كان للجهاز بعض التشابه مع مقياس مايكلسون للتداخل . فيرسل اشعاع كليسترون K ثابت التواتر تماماً ومعلوم القيمة في دليل للموجات G . وتنفصل الموجة في الملتقى J : فنصفها ينعكس على الجانب P ، والنصف الآخر يشع في الفراغ بالبوق C بشكل موجة مستوية



الشكل ٢ ـ ٨ . ـ
تجارب فروم

تنعكس على المرآة M الموضوعة على بعد بضعة أمتار . والموجات المنعكسة عند P وعند M تتداخل في J وحاصلتها تستقبل بكاشف D ، يستخدم كآلة للصفر تساعد على التأكد من أن الموجتين متضادتان في الطور . وانتقال M لتمر من وضع انطفاء الى آخر يعطى $\frac{\lambda}{2}$ بشكل نسبي قدره 2.10^{-6} . وهكذا وجد أن : $c = 299\,792{,}6 \pm 0{,}7$ km/s .

ب) ثمة قياسات أخرى ، تتفق نتائجها بصورة مرضية مع السابقة ، أجريت على أمواج

هرتزية مستقرة بتركيبة يذكر مبدأها بوق كونيغ (٦٠٣ – ١٤) وباستعمال نوع من مقياس التداخل لفابري وبيرو (٤ ، ١٣ – ٥) . وقد أمكن ايضاً تعيين تواتر الطنين للتجاويف الاسطوانية الفارغة من الهواء ،ذات الابعاد المعلومة جيداً ، واستنتاج c منها بالصيغ المشار اليها في الجزء ٧ (فقرة ٩ – ١١) .

٢ ـ ٩ . — استنتاجات متعلقة بقيمة c .

أ) تبين نتائج الفقرات السابقة أن للأمواج الكهرطيسية كلها نفس سرعة الانتشار في الفراغ ، وذلك في حدود دقة القياسات .

ومن جهة أخرى (٧ ،١١–١٢) من المعلوم أنه اذا قابلنا جملتي الواحدات CGS المدعويتين على التوالي الكهراكدة والكهرطيسية المستعملتين فيالكهرباء، فإن نسب الواحدات ES و EM لمقدار واحد هي من الشكل $1/c$ ، c ، أو $1/c^2$. والقياس الادق لأحد هذه النسب الذي تم عام ١٩٠٦ من قبل روزا و دورسي Rosa — Dorsy قاد الى النتيجه التالية : $c = 299\ 776$ km/s .

ب) إن نتائج أدق القياسات لـ c ، قد احتاج الامر في كثير من الاحوال لتصحيحها بعد نشرها لاول مرة، وذلك للأخذ بعين الاعتبار ، خاصة ،الأخطاء على المسافات أو على قرائن انكسار الهواء . والشك المقدر غالباً بأقل منالحقيقة من قبل صانعي كل مجموعة قياسات كان يناقش مرة بعد أخرى بعناية زائدة . ويبدو انه من الممكن حالياً ان نقبل كقيمة لسرعة الضوء الاكثر احتمالاً :

$$c = 299\ 793{,}0 \text{ km/s}$$

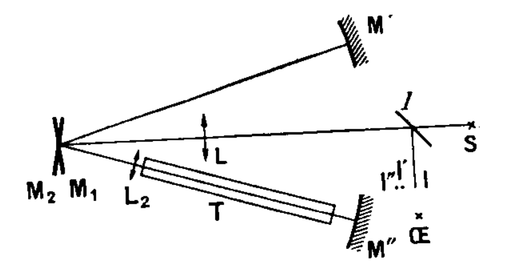
بشك لا يتجاوز 1 km/s وحتى ربما 0,3 km/s .

والدقة النسبية ، من رتبة 10^{-6} التي توصل اليها هكذا ، جديرة بالملاحظة ، ولم يقنط بعد من تحسينها. ولكن ينبغي من أجل ذلك أن يجعل تعريفواحدة

الطول المؤمنة حتى الآن بقدر 10^{-7} تقريباً (تعريف واحدة الزمن مؤمنة بقدر 10^{-10} تقريباً) ويُدأب على ذلك حالياً (راجع الفقرة ٤ ـ ١٩) .

٢ ـ ١٠ . ــ سرعة الضوء في المادة الساكنة :

أ) قورنت سرعتا الضوء في الماء (v) وفي الهواء (عملياً c) منذ عام ١٨٥٠، من قبل فوكو بواسطة الجهاز الممثل بالشكل ٢ - ٩ (انظر الشكل ١ — ٢٠ من الجزء ٤) . فالضوء الصادر عن S يتركز محرقياً على المرآتين المقعرتين M' وM'' عندما تمر المرآة الدائرة بالوضعين M_1 وM_2 ؛ ثم يعود في الجهة المعاكسة ، وبسبب دوران المرآة فإن خيالي العودة (المرسلين جانباً بالصفيحة نصف العاكسة l) اللذين يقع أحدهما أو الآخر في I لو كانت المرآة ثابتة في M_1 أو M_2 يقع في I' (مسير في الهواء) وفي I'' (مسير جزئي في ماء الانبوب T) . وقد وجد فوكو أن $II'' > II'$ ، ومنه يستخلص (بمناقشة مشابهة لمناقشة الفقرة ١ ـ٨ من الجزء ٤) ان $v < c$. وهذه النتيجة في جهة معاكسة لما تتنبأ به نظرية نيوتون في الاصدار وفي اتفاق مع وجهة نظر النظرية التموجية لهويغنس وفرينيل



الشكل ٢ — ٩ .— مقارنة سرعتي الضوء في الهواء وفي الماء (فوكو) . دور العدسة L تعويض الانتقال الطولي للخيال الناشيء عن اجتياز الصفيحة المتوازية الوجهين.

التي ساعدت على قبولها[١] (٤، ٢-١١) .

ب) أعاد مايكلسون تجربة فوكو عام ١٨٨٨ وعين بدقة النسبة c/v : فوجد $1,330$ ، وهذه النسبة وفقاً للنظرية ، تساوي تماماً قرينه الماء N (بالنسبة للخلاء) للضوء المرئي .

في حالة كبريت الفحم CS_2 وجد أن السرعة تبلغ $c/1,878$ في حين ان القرينة المتوسطة هي $1,635$: وهـذا الفرق ناشيء عن أن ما قيس في الحقيقة (الفقرة ٢ - ١- ج) هو سرعة المجموعة u وليس سرعة الطور v ؛ والحد المصحح $v - u = \lambda \ \frac{dv}{d\lambda}$ مهمل في تقريب اول) بالنسبة للماء ، لا في CS_2 الذي هـو أكثر تبديداً . وبعد التصحيح يحصل وفاق مرض بين c/v و n . وقد حصل غوتون Gutton على نتيجة مشابهة بدراسة سرعة انتشار الأمواج الهرتزية في كبريت الفحم .

٢ - ١ . ــ سرعة الضوء في المادة المتحركة :

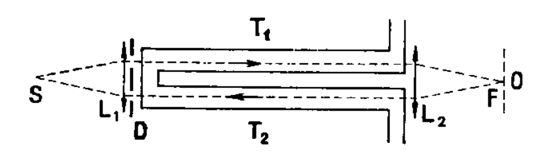
أ) من المعلوم (٣ ، ٧ - ٧- ج) أن سرعة الصوت الذي ينتشر في الهواء المتحرك ، بين منبع ومراقب ثابتين ، هو المجموع الشعاعي لما تكون عليه في الهواء الهادىء ولمركبة سرعة الهواء وفق منحى انتشار الصوت . وسنرى أن انتشار الضوء في وسط مادي متحرك لا يخضع لقانون بسيط بهذا القدر .

ب) في تجربة فيزو التي سمحت بدراسة هذه القضية ، كان ثمة أمواج ضوئية

---

(١) يمكن مع ذلك، ضمن اطار نظرية الاصدار ، تخيل ميكانيكية للانكسار ، معقدة مع ذلك ، تتفق مع تجربة فوكو . ومن المعلوم ان ظواهر اخرى (تداخلات ، انعراج) قادت الى قبول النظرية الاهتزازية .

تصدر عن منبع نقطي S (الشكل ٢ ـ ١٠) تجعلها العدسة L_1 متوازية وتنور



الشكل ٢ - ١٠ - سرعة الضوء
في وسط متحرك (فيزو)

ناظمياً شقين مثقوبين في حاجز D ، ثم تجتاز أنبوبين اسطوانيين T_1 و T_2 ، متساويين طولاً ، وفق محوريهما . فيلاحظ في المستوي المحرقي F للعدسة L_2 تداخل الحزمتين الضوئيتين (٤ ، ١٦ - ١)[1] . والانبوبان متصلان فيما بينهما في احدى النهايتين . فعندما يكونان مملوئين بالماء الساكن ، تشغل جملة اهداب التداخل وضعاً ما معيناً ، وعندما يجعل الماء يتحرك بسرعة w وفق محور الانبوبين ، في جهة انتشار الضوء في T_1 ، وفي جهة معاكسة في T_2 ، تنتقل الاهداب مبينة ان الطريق الضوئي لم يعد كما كان على طول الانبوبين .

لتكن $v = c/N$ سرعة الضوء في الماء الساكن ؛ فإذا صارت $v+w$ في T_1 و $v-w$ في T_2 ، فالزمنان اللازمان لاجتياز الطول l لكل انبوب هما :

$$t_2 = \frac{l}{v-m} \quad , \quad t_1 = \frac{l}{v+w}$$

---

(١) يذكر الجهاز بمقياس الانكسار لرايلي (الفقرة ٣ - ١٠) . في الحقيقة كان يعمد الى زيادة المسير الضوئي بجعل كل من الحزمتين يجتاز الانبوبين في جهتين متعاكستين بفضل مرآة موضوعة في F وصفيحة نصف عاكسة موضوعة بين S و L_1 .

والحزمة 2 تكون متأخرة عن الحزمة 1 بقدر :

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{l}{v\,(1 - w/v)} - \frac{l}{v\,(1 + w/v)} = \frac{2\,wl}{v^2\,(1 - w^2/v^2)}$$

أو اذا اهملنا w^2 بالنسبة الى v^2 (w هي من رتبة 10 m/s) :

$$\Delta t = \frac{2\,wl}{v^2} = \frac{2\,wlN^2}{c^2}$$

ويقابل هذا التأخر تغير Δp من رتبة التداخل p في O :

$$\Delta p = \frac{c\,\Delta t}{\lambda} = \frac{2\,wlN^2}{c\,\lambda} \qquad [٧،٢]$$

(نحو 0,8 من البعد الهدبي في شروط تجربة فيزو) .

ولكن هذه التجربة تعطي نتيجة أدنى :

$$\Delta p' = \Delta p\,(1 - 1/N^2)$$

(نحو $0,437\,\Delta p$ من اجل الماء) كما لو أن سرعة الضوء لم تكن $\frac{c}{N} \pm w$، وإنما:

$$\frac{c}{N} \pm w\left(1 - \frac{1}{N^2}\right) \qquad [٨،٢]$$

ويقال إن عامل جر الموجات الضوئية بالمادة المتحركة هو $1 - 1/N^2$.

ج) تأيدت هذه النتيجة عندما تأكد ايري من أن القيمة الملاحظة لزيغ النجوم لا تتغير اذا ما استعملت للتسديدات نظارة مملوءة بالماء .

وللتبسيط ، لنمثل هذه النظارة بغرفة مظلمة ، مما لا يغير شيئاً في النتيجة . فالمحاكمة المطبقة (فقرة ٢ ٣) على المسير الكلي للنجم حتى المراقب ، يمكن نقلها بسهولة اذا اعتبر مسير الضوء في النظارة المفروضة قبلًا في الخلاء (عملياً في

الهواء) . فمركز دائرة الانعراج ينبغي أن يكون في المحرق الاصلي F (الشكل ٢ - ١١ - أ). ولكن النظارة مجرورة بالسرعة w للحركة الانتقالية للأرض . والمحور الضوئي OF ينتقل موازياً لنفسه . وخلال الزمن $t = f/c$ الذي يستغرقه الضوء ليجتاز الطول المحرقي $f = \mathrm{OF}$ يكون هذا الانتقال $\mathrm{F'F} = wt = wf/c$ ويلاحظ مركز دائرة ايري في F'، لا في F . ويقاس الزيغ بالزاوية :

$$\alpha = \widehat{E'OE} = \frac{F'F}{OF} = \frac{w}{c} \qquad [٢ ٤]$$

E E′ α O F′ F a) →w b) E E′ α O F″ F

الشكل ٢ - ١١ . تجربة ايري

لنفرض الآن أن النظارة مليئة بالماء (وان قد نظم بنتيجة ذلك سحبها) فالموجات لا تكون مجرورة ناظمياً على OF بكل السرعة w ، لأنه حينذاك ، لما كانت النظارة تنتقل بالسرعة نفسها فنقطة وصولها تكون في F كما لو كانت الأرض ساكنة ، ولن يكون ثمة زيغ (هذه المحاكمة تنطبق من جهة أخرى ايضاً على حالة نظارة مملوءة بالهواء) .

اذا كان عامل جر الموجات هو k ، فسرعتها العرضانية النسبية بالنسبة للنظارة هي $w - kw$ ، ومنه انتقال مركز دائرة الانعراج (الشكل ٢- ١١ - ب) : $\mathrm{F''F} = (1-k)\,wt$.

ولكن مدة المسير OF هي الآن $t = f/v = fN/c$ بحيث أن الانحراف الزاوي هو في الماء ، $\frac{(1-k)wt}{f} = \frac{N(1-k)\,w}{c}$. ويقابله في الهواء وفق قانون كبلر (١٠٤ - ١٠ - أ) زاوية زيغ اكبر بـ N مرة .

وبما أن هذه الزاوية α هي نفسها كما في الحالة الأولى ، فيكون :

$$N^2 (1-k)\, w/c = w/c$$

ومنه :

$$k = 1 - 1/N^2$$

د) انمظهر انجرار الامواج الضوئية بالماده، وقيمة العامل k توقعهما فرينيل نظرياً بتمثيله الأثير - الذي كان يقبل أن تنتشر فيه الشعاعات - كجسم صلب مرن ، أكثف في المادة منه في الفراغ بـ N^2 مرة . وتجارب فيزو وايري تفسر اليوم (فقرة ١٨ - ٥) بنظرية النسبية .

٢ - ١٢ . — تجربة مايكلسون ومورلي

أ) نفرض منبعاً ضوئياً ومراقباً ثابتين احدهما بالنسبة للآخر ، ومتحركين كليهما مع الارض التي تحملهما ، بالنسبة لهذا **الأثير** الذي يعتبر (٢،٤ - ١١ - ب) وكأنه يقوم حتى في الفراغ بدور وسط ينتشر فيه الضوء . لتكن w سرعتها التي تدعى « المطلقة ») و c سرعة الضوء بالنسبة للأثير . فهل يجب ان نقبل أنه اذا كان لكل من c و w منحى واحد وجهة واحدة ، فالسرعة الحاصلة للضوء، بين المنبع والمراقب هي $c - w$ (تكون حينئذٍ معدومة من أجل $w = c$) وأنها $w + c$ اذا كانت الجهتان متعاكستين ؟ وهـذا ما دعا مايكلسون ومورلي بغية الاجابة على هـذا السؤال للقيام عام ١٨٨٧ بتجربتهما التي سنشرحها إذ أن اهميتها كانت أساسية لأنها كانت منشأ نظرية النسبية .

نحن نجهل كيف يمكن أن تكون حركة الشمس بالنسبة الى الاثير، ولكننا اذا قبلنا أنها منتظمة وأن الأرض تدور على فلكها بسرعة 30 km/s ، أمكننا أن نستنتج من ذلك أنه في مدة ستة أشهر تأخذ w قيماً تختلف جبرياً بمقدار

60 km/s . فيكفي اذن أن نعمل بفواصل منتظمة خلال سنة كيما يتدخل هذا الفرق .

ب) في تجربة مايكلسون ومورلي يستعمل مقياس تداخل مايكلسون (١٣٤، - ٣) المحكم لاعطاء اهداب القرنة الهوائية . ولايجاد تغير جملة الاهداب التي يجب ان تحدثها حركة الآلة ، لنفرض أنها متحركة بالسرعة w المتجهة نحو المرآة M_2 (شكل ٢ - ١٢ - أ) ولنقارن الازمنةالتي يستغرقها الضوء كيمايجتاز المسافتين IJI و IKI ، احداهما في منحى w والأخرى ناظمية على w .

الشكل - ٢ -١٢ - مبدأ تجربة مايكلسون ومورلي

ليكن $l = \mathrm{IJ}$ ،ففي الفرضية التي نعمل على التحقق منها ، يستغرق الضوء لاجتياز IJI الزمن :

$$t_2 = \frac{l}{c-w} + \frac{l}{c+w} = \frac{2lc}{c^2 - w^2} = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{1 - w^2/c^2}$$

او على فرض $w/c = \beta$ ، وباهمال اسس β الاكبر من الثانية :

$$t_2 = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{1-\beta^2} \simeq \frac{2l}{c}(1+\beta^2) \qquad [٩،٢]$$

والضوء الذي ينعكس على M_1 يجتاز طريقاً IKI′ (الشكل ٢ - ١٢ - b) في زمن t_1 يكون معه $\mathrm{II'} = wt_1$. وفي المثلث IKI′ (P منتصف II′) يكون :

$$\overline{\mathrm{IK}}^2 = l^2 + \overline{\mathrm{IP}}^2$$

أو :

$$\frac{c^2\, t_1^2}{4} = l^2 + \frac{w^2\, t_1^2}{4}$$

ومنه :

$$t_1^2 = \frac{4l^2}{c^2 - w^2} = \frac{4\,l^2}{c^2}\,\frac{1}{1-\beta^2}$$

واذا أهملنا ايضاً الحدود الحاوية β التي هي من مرتبة أعلى من المرتبة الثانية :

$$t_1 = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \simeq \frac{2l}{c}\,(1+\beta^2/2) \qquad [١٠،٢]$$

فيكون لدينا اذاً :

$$t_2 - t_1 = \frac{l}{c}\;\beta^2 \qquad [١١،٢]$$

واذا دورنا مقياس التداخل المحمول على بلاطة عائمة على الزئبق بحيث يمكّن على التوالي من جعل IM_1 و IM_2 موازيين للسرعة w ، وجب ان نلاحظ انتقال الاهداب الذي يقابل تحولاً قدره :

$$\Delta P = \frac{2c\,(t_2 - t_1)}{\lambda} \simeq \frac{2l}{\lambda}\,\beta^2 \qquad [١٢،٢]$$

ΔP يتغير اذاً كمربع β : ويقال ان النتيجة المتوقعة هي من المرتبة الثانية[١].

---

(١) يرى بسهولة ان كل قياس لتحول ممكن للسرعة مع المنحى يجتاز فيه الضوء على التوالي في جهتين متعاكستين نفس المسير لا يمكنه أن ينتج الفرصة الا لنتيجة من المرتبة الثانية . والطرق الارضية لقياس c التي وصفت آنفاً لم تكن قابلة التطبيق للبحث الحالي لانها قليلة الدقة جداً (وليس شأنها في ذلك بأسوأ من شأن الطرق الفلكية حيث التأثير يكون من المرتبة الاولى ، ولكن الدقة اقل ايضاً) .

ومن اجل : $l = 10m$ و $\lambda = 0,5\ \mu = 0,5.10^{-6}m$ و $w = 30\ km/s$ فان العلاقة [١٢،٢] تعطينا :

$$\Delta P = \frac{20.10^{-8}}{0,5.10^{-6}} = 0,4.$$

ولكن رغم أنها أعيدت في امكنة مختلفة وأزمنة متباينة من السنة فإن التجربة أعطت دوماً نتيجة معدومة ، في حين أن انتقالاً أقل بعشر مرات مما قدر كان يمكن ان يكون ذا قيمة . ولتسهيل دووان الجهاز ، وانقاص أخطار التشوه فإن كلاً من المسيرين $2l$ كان في الحقيقة مطوياً على نفسه عدة مرات .

ج) ان تجربة مايكلسون ومورلي ، مؤيدة بكل الاختبارات التي تلتها ، وكانت الدقة في بعضها قد ازدادت كثيراً ، تعطي نفس النتائج كما لو أنه رغم الحركة المدارية الأرض تبقى هذه الاخيرة ساكنة بالنسبة للأثير : وبالتشابه مع الصوت يقال إنه لم يمكن كشف « ريح الاثير » . بالنسبة للارض .

وثمة محاولة اولى للتفسير ترتكز على قبول أن الارض تجر الاثير على سطحها كله كما تفعله بالنسبة للجو . ولكن هذه الفرضية لاتتفق مع واقع ان قياس زيغ النجوم(الفقرة ٢-٣) يؤدي الى قيمة صحيحة لـ c . بعد ذلك قامت فرضية أن سرعة الضوء تتعلق بسرعة المنبع وانها تتركب معها . ولكن هذه الفرضية نقضت بصورة خاصة بمراقبة النجوم المزدوجة ، وهي مجموعة نجمين متحركين بحركة دوران احدهما حول الآخر . لنقبل انه عندما تبتعد احدى المركبتين عن الارض T وتكون في E_2 (الشكل ٢-١٣) فسرعة الشعاعات التي تصدرها تكون مثلاً قد نقصت ؛ وعندما تكون هذه النجمة في E_2' فإن هذه السرعة يجب ان تزداد . وفي نهاية زمن كاف ، تصبح بعض النجوم المضاعفة بعيدة للغاية ، وفروق ضعيفة في السرعة قد تحدث فروقاً في مده المسيرات بحيث ان المراقبين الارضيين يرون في آن واحد E_2 و E_2' . وهذا الامر لا يحدث بحيث يمكن التأكيد ، بشك نسبي من رتبة 10^{-6} ، باستقلال سرعة الضوء عن سرعة المنبع .

الشكل ٢ - ١٣

وفرضية ثالثة ، معزوة الى لورانز وفيتز جيرالد Lorentz — Fitz gerald ، ترتكز على قبول أن ابعاد الجسم المتحرك تتقلص وفق منحى الحركة بنسبة $\sqrt{1-w^2/c^2}$ وتفسر في الحال النتيجة السلبية لتجربة مايكلسون : فعلى الشكل ١٢ - ٢ لا يعاني الطول IM_1 أي تغير خلال الحركة ؛ والطول IM_2 يصبح $l\sqrt{1-\beta^2}$. وبالتالي تحتفظ t_1 بالعبارة [٢،١٠] ولكن t_2 تصبح حسب [٢،٩] :

$$t^2 = \frac{2l}{c}\,\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta^2} = t_1$$

مع ذلك ان هذه الفرضية « الموافقة » تبدو مصطنعة جداً ؛ اضافة الى ذلك اجريت تجارب مختلفة للتحقق مباشرة من وجود هذا التقلص فأعطت نتائج سلبية .

اقترح أنشتاين عام ١٩٠٥ القبول بأن نتيجة تجربة مايكلسون تدل على ان ثمة عجزاً أساسياً هو موجود بالنسبة للاحظين في حركة مستقيمة ومنتظمة عن ايضاح تغير في سرعة الضوء. فهذه هي مقدار ثابت، لامتغير، في جميع جمل المقارنة المدفوعة بحركات نسبية منتظمة . هذه الفرضية التي لم تخطىء نتائجها مطلقاً حتى الآن قد غدت القاعدة لمبدإ النسبية الذي سنتكلم عنه في الفصل ١٨ .

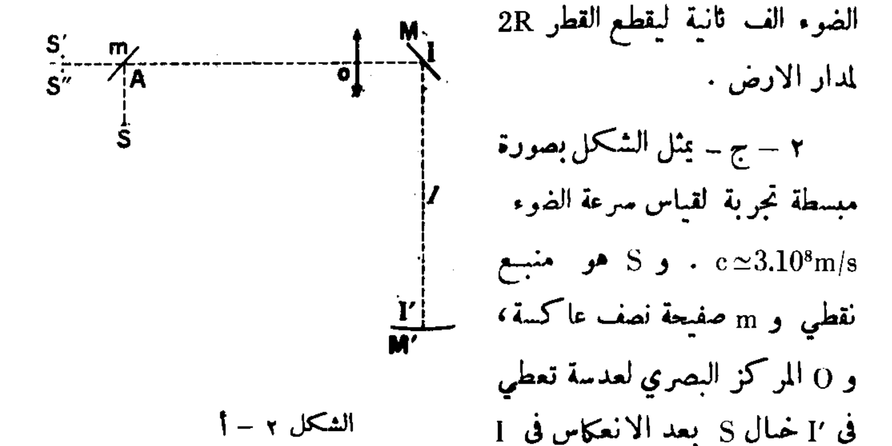
تمارين

٢ — أ ـ تبلغ قيمة قرينة انكسار كبريت الفحم بالنسبة الى الشعاعة التي طول موجتها في الخلاء $\lambda_0 = 550\ nm$: $n = 1,64$. ويجرى قياس سرعة الضوء u في هـذا السائل بالضوء الابيض وبطريقة المرآة الدائرة ، فيعطي للنسبة c/u (بافتراض c سرعة الضوء في الخلاء) القيمة ١٫٧٥ . فسر هـذه النتيجة ، مـع العلم بأن تبديد كبريت الفحم في جوار λ_0 هو بحيث أن :

$$\frac{dn}{d\lambda_0} = -\ 0,20 \,.\, 10^6 m^{-1} \,.$$

٢ — ب ـ يطرأ على أحد توابـع المشتري حوادث خسوف في لحظات تفصل بينها المدة الوسطية ($T = 1,75$ يوماً) . فاذا قبلنا بأن المشتري يظل ساكناً في مستوي مدار الأرض ، وعلمنا بأنه ابعـــد عن الشمس من الأرض بكثير ، فاحسب القيمة العظمى ΔT لتغير الدور الظاهري للتابـع المذكور . يستغرق الضوء الف ثانية ليقطع القطر 2R لمدار الارض .

٢ — ج ـ يمثل الشكل بصورة مبسطة تجربة لقياس سرعة الضوء $c \simeq 3.10^8 m/s$. و S هو منبـع نقطي و m صفيحة نصف عاكسة، و O المركز البصري لعدسة تعطي في I' خيال S بعد الانعكاس في I



الشكل ٢ — أ

على المرآة المستوية M ، التي تدور بمعدل N=1000 دورة في الثانية . و M' هي

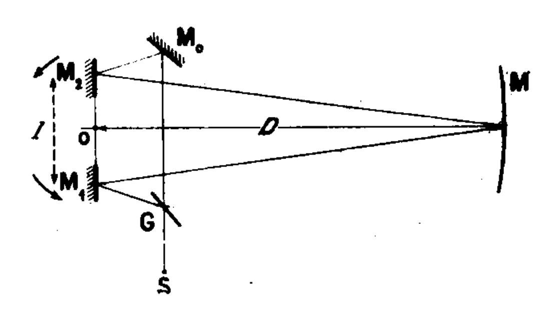
مرآة كروية مقعرة مركزها I ، و S' و S'' همـا خيالا الرجوع اللذين يلاحظان بالترتيب عندما تدور M في اتجاه ما او في الاتجاه المعاكس حول محور عمودي في I على مستوي الشكل .

١ً . – احسب $\overline{s's''} = x$. بفرض :

$\overline{SA} + \overline{AO} = a = 10.000\ m$ ، $\overline{OI} = b = 1000\ m$ ، $\overline{II'} = l = 9.000\ m$.

٢ً . – اذا جرى قياس x بخطأ قدره 0,01mm وكانت المعطيات السابقة صحيحة بحدود تقريب قدره وحدة من آخر رقم عشري معطىً ، فما هو الارتياب (المطلق) في قيمة c ؟

٢ – د – اعطى مايكلسن لقياس c بطريقة فوكو الترتيب الآتي : يضيء المنبع s المرآة نصف الشفافة G التي تفصل الحزمة الواردة الى حزمتين . تتبع الحزمة المنعكسة المسار $M_1MM_2M_0$ وتعود الى G . وتتبع الحزمة النافذة (أي الموصّلة) المسار $M_0M_2MM_1G$. ويعمل الضبط بحيث ان فرق المسير بين الحزمتين المجتمعتين في G يكون معدوماً عندما تكون المرآتان اللتان يفصل بين



الشكل ٢ – ب

مركزيها البعد $l = 26,5\ cm$ ، يمكنهما أن تدورا حول محور O عمودي على مستوي الشكل ، بمعدل $N = 30$ دورة في الثانية . والبعد بين O ومركز المرآه الثابتة M هو $D = 6,08m\ (D \gg l)$. ويجري الدوران في جهة السهمين .

احسب التأخر δ (مقدراً بأطوال الموجة $\lambda = 6.10^{-7}m$) للحزمة المنعكسة عن الحزمة النافذه .

٢ – ه ـ اعيدت تجربة فيزو بدقة اضافها وزادها زيمان . بلغ طول كل انبوب (الشكل ٢ – ١٠) $l = 6,00m$ وسرعة الماء $w = 5,50m/s$. وقرينة انكسار الماء من اجل الشعاعة المستخدمة $\lambda_0 = 546nm$ هي $n = 1,3345$. كان التسديد يجري على الهدب المركزي من اجل جهة معينة للسرعة ، ثم تعكس هذه الجهة ويسدد على الوضع الجديد للهدب المركزي. احسب الانتقال الملاحظ بدلالة كسر البعد الهدبي .

• • •

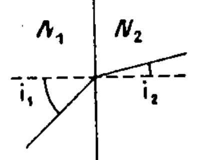


الفصل الثالث

القياسات العائدة للانكسار

٣ـ١ . ـ تعاريف . طرق القياسات :

أ) عندما يجتاز شعاع ضوئي السطح الفاصل بين وسطين متجانسين (٤ ، ١ - ٩) فإن الزاويتين i_1 و i_2 (الشكل ٣ - ١) اللتين يصنعهما مع الناظم في الوسطين تكونان بحيث أن :



الشكل ٣ـ١ .ـ الانكسار: $N_1 \sin i_1 = N_2 \sin i_2$

$$N_1 \sin i_1 = N_2 \sin i_2 \qquad [١،٣]$$

يمكن اعتبار هذه العلاقة كتعريف **لقرينتي الانكسار المطلقتين** N_1 و N_2 للوسطين بالاتفاق على أن قيمة القرينة المطلقة للخلاء هي الواحد .

ويطلق اسم القرينة (النسبية) للوسط الثاني بالنسبة للوسط الأول على النسبة :

$$n_{2/1} = \frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{N_2}{N_1} \qquad [٢،٣]$$

بحيث أن القرينة المطلقة لوسط ما تتوحد مع قرينته بالنسبة للخلاء .

ب) لوضع مشاريع الآلات الضوئية التي تحوي عدسات ، وربما مواشير ، لا بد من معرفة قرائن انكسار انواع الزجاج أو الأوساط الشفافة

الاخرى التي يُنوى استعمالها بدقة كبيرة . وتدخل القرائن ايضاً في عبارة الطرق الضوئية وبالتالي في توقع أو تفسير ظواهر التداخل (الجزء ٤ الفصل ١١ الى ١٤) .

وتقاس ايضاً قرائن البلورات ، والاصناف الكيميائية المختلفة بحالتها السائلة أو الغازية وحتى المزائج (الزيوت ، انواع البترول ، السوائل الحيوية ، غاز المناجم ، مثلاً) بغية التحقق من ذاتيتها او معايرتها او مراقبة نقاوتها ، او البحث عن انواع الغش فيها ...

ج) قياس القرائن او **القياسات الانكسارية**[1] يؤدي اذاً فائدة عملية كبرى . وقرائن الغازات بالنسبة للخلاء أعلى قليلاً جداً من الواحد ، ولا تختلف عنه إلا ببضع عشرات اجزاء من الألف ، ولا يمكن قياسها إلا بالطرق التداخلية (انظر الفقرة ٣ - ١٠) . مثلاً في الشروط العادية من الحرارة والضغط تكون قرينة الهواء الجوي $N_a \simeq 1,00027$. وقرائن السوائل أو الجوامد ليست ادنى من 1,3 أو اكبر من 2 إلا استثنائياً . وتعين عادة ، كما سنرى ذلك ، بانحراف حزمة أشعة خلال موشور ، أو من قيمة زاوية الحد .

ولكن ثمة طرقاً أخرى تستعمل في بعض الحالات الخاصة كطريقة الطبقات او الترسبات التي سمكها من رتبة الميكرون والتي اشير الى تطبيقاتها في الجزء٤ (انظر الفقرتين ١٣ – ١٢ و١٣ – ١٣) : فيمكن استنتاج قرائنها من قيمةعامل انعكاسها (الفصل٨) او من زاوية ورودها البروسترية (٤ ، ٢ – ٩).

د) القياسات التي تُجرى على جسم صلب او سائل ، موضوع في الهواء ،

---

(١) يطلق هذا التعبير ايضاً ، ولكن بمعنى مختلف جداً ، على قياس عيوب العين (٤٠٧١ - ٤) .

تعطي مباشرة قرينته n بالنسبة للهواء ، ويستنتج منه عند الحاجة قرينته المطلقة N بالعلاقة (الناتجة عن [٣ ، ٢]) :

$$N = nN_a \qquad [٣،٣]$$

حيث N_a هي القرينة المطلقة للهواء .

٣ ـ ٢ . ـــ تحولات القرائن مع درجة الحرارة ومع الضغط :

أ) ليكن ΔN تغير القرينة N لجسم ما عندما تتغير درجـة حرارته بقدر $\Delta\,\theta$. فخارج القسمة

$$\alpha = \frac{\Delta N}{\Delta\,\theta} \qquad [٢،٣]$$

يسمى **عامل درجة الحرارة للقرينة** . وهو في الطيف المرئي من رتبة بضعة اجزاء من المليون أو أحياناً بضع مئات من الألف للجوامد (من 2 الى 4.10^{-6} من اجل الزجاج التاجي – الكراون – ومن 3 الى 10.10^{-6} للزجاج الرفيـع – الفلنت) و 3.10^{-5} من اجل الماء ومن 4 الى 8.10^{-4} في السوائل الاخرى .

واذا أريد معرفة قرينة نوع من الزجـــاج الضوئي بتقريب قدره 2.10^{-5} يكفي إذاً بصورة عامة أن تكون درجته ثابتة ومعلومة بتقريب قدره $5°$. مع ذلك فان بعض الاجهزة تشمل موشورمقارنة قرينته مرتفعة($1,70 <$) قدتبلغ α من اجله 10^{-5} مما يوجب ضبط درجتها الى نحو $1°$ تقريباً . وفي حالة السوائل، تستلزم بعض قياسات القرائن بتقريب قدره 10^{-4} ،استعمال مثبتة للحرارة تؤمن عشر الدرجة .

ب) في حالة الغازات ، يتناسب فرق القرينة N بالنسبة للواحد تقريبـاً مع الكتلة الحجمية ρ :

$$\frac{N-1}{\rho} \simeq \text{ثابتة} \qquad [٣،٣]$$

وبالتالي يتناسب والضغط ، ومقلوب درجة الحرارة المطلقة .

وفي حالة القياسات العالية الدقة ينبغي اجراء التصحيحات المرغوب فيها لتعيين قرائن الاجسام المدروسة بالنسبة للهواء النظامي (درجة حرارة الصفر 0°C والضغط 760 mm زئبق) أو في الفراغ .

٣ ـ ٣ . ـــ تحولات القرائن مع طول الموجة . الحصر :

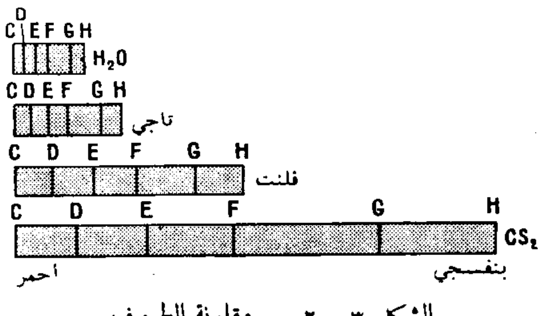
في حالة المواد المألوفة ، تزداد القرينة N بانتظام وبسرعة اكثر فأكثر من ما تحت الاحمر الى ما فوق البنفسجي (تحولات N بالقرب من عصابات الامتصاص ستدرس في الفصل ٩) . وتجري القياسات لعدد من الشعاعات التي تصدرها الغازات المهيجة كهربائياً والتي يوسم بعضها بحروف الهجاء (انظر الجزء ٤ ، الجدول ١ ـ ١) .

في ما تحت الاحمر البعيد ، تستعمل أيضاً شعاعات بعض انواع اللهب المعزولة كما سنرى ذلك في الفصل الرابع ، او ايضاً الحدود القصوى لامتصاص مختلف المواد (الجص ، بخار الماء ، الميكا) أو الحدود القصوى للتوصيل في المعايير التداخلية (٤ ، ١٣ ـ ٥) الموضوعة امام منبع ذي طيف متصل .

ب) إن تبدد القرائن بدلالة طول الموجة يتغير كثيراً بتغير المادة .

ـ ٥ ـ باستعمال اربعة مواشير زواياها الكاسرة واحدة ، ومساوية ٦٠ درجة ، مكونة على التوالي من الماء والكراون والفلنت وكبريت الفحم ، وفي وضع الانحراف الاصغر بالنسبة للشعاعة D الصفراء للصوديوم مثلاً ، نلاحظ انحرافات وتبددات متزايدة . والشكل ٣ ـ ٢ يقرب هذه الاطياف المختلفة بوضع نهاياتها

الحمراء في نقطة الانطلاق نفسها ؛ واطوالها فيما بينها هي تقريباً كالاعداد ٦، ١٠،



الشكل ٣ – ٢ . – مقارنة الطيوف
المكونة من بعض المواشير

٢٠ ، ٤٠ . وفي هذه الاطياف حددت خطوط العلامات H, G, F, E, D, C . وكان بالامكان الحصول على تبددات مختلفة بوساطة الكراون أو الفلنت باختيار اصناف أخرى .

ج) غالباً ما يميز الانكسار والتبدد لمادة ما بالقيمة n_D لقرينته « المتوسطة » في الهواء بالنسبة للشعاعة D ذات الطول الموجي 5 893 Å بالنسبة :

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

التي تسمى **الحصر** (عكس قوة التبديد) وحيث n_F و n_C هما قرينتا الشعاعين F (4 861 Å) و C (6 563Å) .

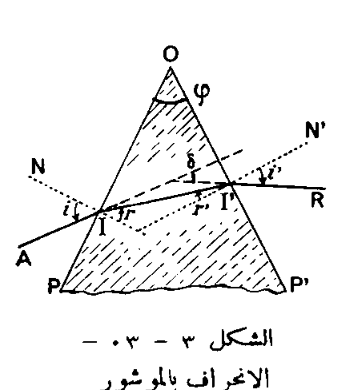
و ν التي هي لأنواع الزجاج الضوئي (انظر الجزء ٤ اللوحة ١ – ٤) من رتبة 25 (فلنت شديد التبديد) الى 60 (كراون قليل التبديد) ينخفض بالنسبة لبعض الاجسام الى اقل من 20 ، ويمكنه في اجسام أخرى أن يبلغ 100 .

د) اطوال موجة خطوط الاصدار المستعملة محددة بدقة بحيث توافق قياسات القرائن الاكثر دقة ، ولكن اذا ما حذفت شعاعة ما من طيف متصل بواسطة

موحد اللون (فقرة ٤-١-ب) لزم للتمكن من الحصول على دقة في القرينة قدرها 2.10^2 . ضبط طول الموجة حتى $1\mathring{A}$ تقريباً في حالة المواد الشديدة التبديد .

٣-٤ — استعمال موشور في وضع الانحراف الاصغر :

أ) من المتعذر في حالة الجوامد (وغالباً أيضاً في حالة السوائل) وضع آلة قياس في الوسط الذي يبحث عن قرينته : فلا يمكن إذن قياس زاوية الانكسار او زاوية الحد في هذا الوسط ، انما يجب ان يدبر الأمر بحيث يخرج الضوء ثانية في الهواء : ومنه استعمال الموشور .



الشكل ٣ – ٠٣ –
الانحراف بالموشور

من المعلوم (الجزء ٤، ٥ – ٦) أنه عندما يجتاز شعاع ضوئي وحيد اللون موشوراً زاويته φ ، موضوعاً في الهواء، بصورة يكون معها هذا الشعاع عمودياً على حرف الموشور ، فثمة بين الزوايا r, r, r', i', δ و φ التي يشير اليها الشكل ٣ – ٣ لعلاقات :

$$
\left.\begin{aligned}
\sin i &= n \sin r \\
\sin i' &= n \sin r' \\
r + r' &= \varphi \\
\delta &= i + i' - \varphi
\end{aligned}\right\} \qquad [٦،٣]
$$

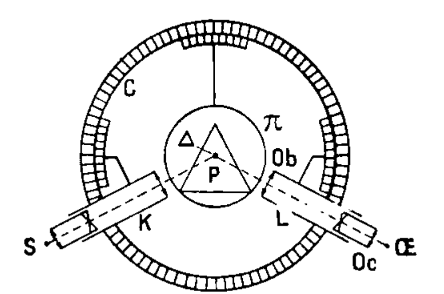
حيث n هي قرينة الموشور بالنسبة للضوء الملاحظ .

يمر الانحراف δ بقيمة صغرى δ_m عندما يكون $i = i'$ ومنه $r = r_{,} = \varphi/2$ ويكون لدينا حينئذ :

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \delta_m}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \qquad [٣،٧]$$

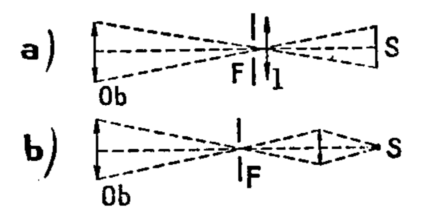
فيمكن هكذا حساب n اذا قيست φ و δ_m .

ب) يجري القياس بواسطة **مقياس الزوايا** (الشكل ٣ - ٤) الذي يتألف من مصطبة π موضوعة فوق دائرة مدرجة C ، يوضع فوقها الموشور P ، ومجمعة K (٤،٧ - ١١) ونظارة ذات شبكية L محكمة على اللانهاية (٤،١٢ ١) .



الشكل ٣ - ٤ مقياس الزوايا لقياس القرائن (طريقةالموشور) .

عندمـــا لا يراد او يتعذر تسديد الأخيلة بالعين ، تستبدل بالعينية Oc للنظارة طبقة حساسة تصويرية موضوعة في المستوي المحرقي للجسمية Ob ، أو بتركيبة ذات شق وخلية كهرضوئية أو مستقبل حراري (انظر الشكل ٣ - ٥). والنظارة والمصطبة (واحيـاناً المجمعة أيضاً) تستطيع الدوران حول المحور Δ للدائرة C بجر سواعد مجهزة بفرنيات تسمح بقيـاس دقيق لزوايا الدوران (١،٢ - ١٤) وسنفرض ان النظارة L ذات تجميع ذاتي (٤، ٧ - ١٠) .

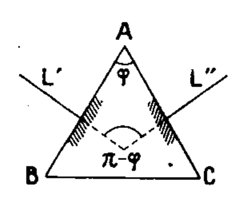


الشكل ٣ - ٥ - استعمال خلية كهرضوئية او مستقبل حراري :

a - اذا كان السطح S لهذا المستقبل دائرياً فالعدسة تشكل فوق S خيالاً لـ OB .

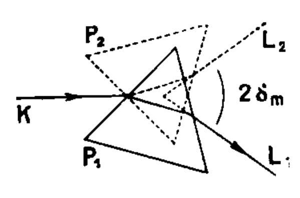
b - اذا كان السطح S خطيا فيشكل عليه خيال للشق F .

ويجب ان يركب الموشور على مصطبته (بالتلمس) بحيث يكون حرفه موازياً الى Δ : ويدرك ذلك عندما يُرى أن أخيلة محكمة النظارة الحاصلة بالانعكاس الناظمي على وجه الدخول AB ثم على وجه الخروج AC من الموشور المفروض ثابتاً، تنطبق تماماً على هذه المحكمة وزاوية الوضعين L' و L'' للمحور الضوئي للنظارة في هاتين الحالتين هي $\pi - \varphi$ (الشكل ٣-٦) ومنه φ . وتختار عادة من اجل φ قيمة قريبة من $60°$.



الشكل ٣ – ٦ . – قياس الزاوية φ بواسطة نظارة ذاتية التجميع

لتعيين δ_m ينور السطح AB من P بالحزمة التي تخرج من المجمعة K ، ويدور P ببطء مع البحث لكل من أوضاعه عن النظارة L الذي يسمح باقتياد خيـــال شق المجمعة على محوره الضوئي . وعندما يصبح الانحراف أصغرياً، والموشور في الوضع P_1 (الشكل ٣ – ٧) يُعلم الوضع L_1 للنظارة ؛ ثم يدور P ليجعل في وضع مثل P_1 يكون معه الانحراف اصغرياً ايضاً ولكن في جهة معاكسة لجهة الحالة السابقة . وبما أن L_2 اصبح الوضع الجديد للنظارة ، فإن زاوية محوري L_1 و L_2 هي $2\,\delta_m$.



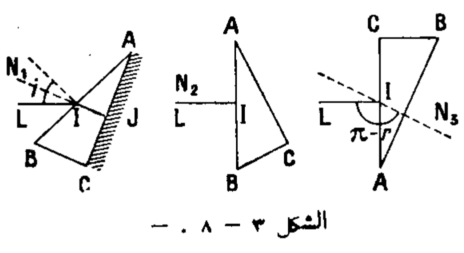
الشكل ٣ – ٧ . – قياس الانحراف الاصغر δ_m

ملاحظة – يمكن قياس قرينة سائل بوضعه في موشور أجوف ، محدود بصفائح متوازية الوجهين لا تؤثر وجوهها في الانحراف .

ج) يمكن تجنب استعمال المجمعة باستخدام موشور زاويته قريبة من $30°$ ، وأحد وجوهه AC مطلي بمادة معدنية : يعطى على التوالي الاوضاع الثلاثة التالية مع ترك النظارة الذاتية التجميع L (الشكل ٣ – ٨) ثابتة :

١) الحزمة التي تخرج من L تنكسر في I خلال الوجه AB وتنعكس في J على الوجه AC ثم تعود وفق JIL في النظارة بحيث أن خيال العودة للمحكة ينطبق على هذا الاخير.

٢) يوجه الموشور بحيث تسدد النظارة بالتجميع الذاتي على الوجه AB . فالزواية التي لزم التدوير بقدرها من الوضع السابق هي زاوية الورود i في I .



الشكل ٣ – ٨ . –
استعمال موشور زاويته ٣٠°

٣) يوجه الموشور بحيث تسدد النظارة بالتجميع الذاتي على الوجه AC . فالزاوية التي لزم تدويره بقدرهـــا بدءاً من وضعه السابق هي الزاوية المتممة لزاوية الانكسار r في I .

نحسب حينئذ القرينة n بتطبيق الصيغة $\sin i = n \sin r$.

هذه الطريقة أقل دقة . ولكنهـــا اسرع من طريقة الانحراف الاصغر بموشور زاويته الضعف .

د) لمناقشة دقة هذه الأخيرة ، لنكتب التفاضل اللوغارتمي للعبارة الجبرية [٣،٧] ولتكن :

$$\frac{\mathrm{d}n}{n} = \cot\frac{\varphi + \delta_m}{2}\,\mathrm{d}\left(\frac{\varphi + \delta_m}{2}\right) - \cot\frac{\varphi}{2}\,\mathrm{d}\frac{\varphi}{2}$$

$$= \frac{\mathrm{d}\varphi}{2}\left[\cot\frac{\varphi + \delta_m}{2} - \cot\frac{\varphi}{2}\right] + \frac{\mathrm{d}\,\delta_m}{2}\cot\frac{\varphi + \delta_m}{2} \qquad [٣،٨]$$

من $r < i < \frac{\pi}{2}$ او $\frac{\varphi}{2} < \frac{\varphi + \delta_m}{2} < \frac{\pi}{2}$

يستنتج :

$$\cot\frac{\varphi}{2} > \cot\frac{\varphi + \delta_m}{2} > 0$$

واذا قبلنا أن φ و δ_m مقيسان بالشك ε نفسه مع جهل الاشارة ، فإن الشك النسبي على n هو (١ ، ٢ - ٧) :

$$\frac{\Delta n}{n} \leqslant \frac{\varepsilon}{2}\left[\cot\frac{\varphi}{2} - \cot\frac{\varphi+\delta_m}{2}\right] + \frac{\varepsilon}{2}\cot\frac{\varphi+\delta_m}{2}$$

أو :

$$\frac{\Delta n}{n} \leqslant \frac{\varepsilon}{2}\cot\frac{\varphi}{2} \qquad [٣،٩]$$

مثلاً في حالة $n = 1{,}5$ و $\varphi = 60°$ ، ومنه $\cot\frac{\varphi}{2} = 1{,}73$ ، يكون لدينا بقبول $\varepsilon \simeq 1'' \simeq 5.10^{-6}$ rd (باستعمال مقياس زوايا متقن الصنع) .

$$\Delta n \simeq 1{,}73 \times 1{,}5 \times 2{,}5\ 10^{-6} \simeq 6{,}5\ 10^{-6}$$

ونصل فعلاً الى قياس قرينة انكسار موشور جامد،متجانس تماماً ومنحوت جيداً، بخمسة ارقام عشرية صحيحة. وفي حالة سائل درجة حرارته منتظمة بقدر كافٍ وثابتة ، يمكن اعطاء أربعة ارقام عشرية صحيحة .

ملاحظتان . – ١ْ) ثمة طريقة بدائية لتقدير الشك تقوم على استبدال الاشارة + بالاشارة - في الافادة الجبرية [٣،٨] : إن ذلك يقود من أجل Δn الى نتيجة كبيرة جداً بصورة محسوسة .

٢ْ) إن دقة قياسات الزوايا لا تستعمل تماماً إلا اذا كانت مادة الموشور متجانسة تجانساً كافياً ، وكانت وجوهه مستوية جيداً (بتقريب $\lambda/5$) .

ه) في حالة القياسات في ما فوق البنفسجي ، بما أن انواع الزجاج لم تعد شفافة تحت 3 700Å ، فيمكن استعمال جمل ضوئية ذات عدسات من الكوارتز - فليورين أو ذوات مرايا ، وتجهيز العينية بحاجز مفلور، أو باستبدال مستقبل تصويري بالعين . فبتدوير الموشور في جهة ثابتة خلال اخذ الصورة ، مع بقاء

بقية الجهاز ثابتاً ، تحدث حركة ذهاب واياب لخيال الشق ومنه ينتج على الروسم عصابة تنتهي بحد واضح يقابل الانحراف الاصغر .

أما في ما تحت الاحمر فتستعمل مع أجهزة ضوئية ذات مرايا ، مستقبلات حرارية أو كهر ضوئية (انظر الفصل ٥) واحياناً محولات للاخيلة (٤ ، ٣ - ١٠ - ج) .

٣ ـ ٠٥ ـ طرائق أخرى للانحراف :

أ) كسباً للوقت ، يمكن بدل البحث عن الانحراف الاصغر ، ترك الموشور ثابتاً في وضع يكون معه محور المجمعة ناظماً على وجه الخروج AC (الشكل ٣ - ٩) حيث زاوية الورود $\varphi = i$ وزاوية البروز $\delta = i'$.

والصيغ [٣،٦] تكتب حينئذ :

$$\begin{cases} \sin\varphi = n\sin r \\ \sin\delta = n\sin r' \\ r + r' = \varphi \end{cases}$$

ومنه يستنتج :

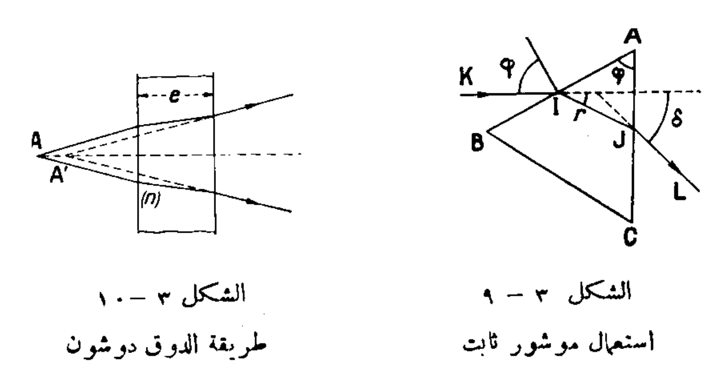
$$\sin\varphi = n\sin(\varphi - r') = n\sin\varphi\cos r' - \cos\varphi\sin\delta$$

$$(\sin\varphi + \cos\varphi\sin\delta)^2 = \sin^2\varphi\,(n^2 - \sin^2\delta)$$

$$n^2 = 1 + \sin^2\delta + 2\cot\varphi\sin\delta + \frac{\sin^2\delta}{\sin^2\varphi}$$

وبما أن φ تقاس مرة واحدة فحسب ، لذا تقاس δ بالتصوير (كليشة واحدة تسمح بارتياد مجال واسع من اطوال الموجة) او بدوران نظارة أو أي مستقبل آخر .

ب) سنصف في الفقرة ٣-٧ تركيبات مختلفة يكون فيها الانحراف بالموشور المدروس مكافئاً كلياً او جزئياً بانحراف مواشير مساعدة معروفة .



الشكل ٣ - ٩
استعمال موشور ثابت

الشكل ٣ - ١٠
طريقة الدوق دوشون

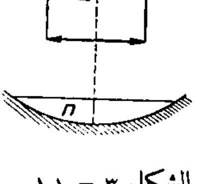
ج) من المعلوم (٤ ، ٥ - ٢) أن صفيحة متوازية الوجهين l ، سمكها e وقرينتها n ، تكوّن لنقطة جسمية A خيالاً A' (الشكل ٣ - ١٠) واضحاً وضوحاً كافياً ، عندما لا تستعمل سوى الأشعة القليلة الميل على الناظم وبحيث يكون :

$$\overline{AA'} = e\,(1 - 1/n) \qquad [١١،٣]$$

طبقت هـذه الصيغة على صفائح بلورية صغيرة حيث الجسم A هو نفسه خيال حقيقي ، يرصد بالمجهر قبل توسط الصفيحة l وبعده (طريقة الدوق دوشون De Chaulnes). ومع أن e صغيرة (من رتبة الميلي متر مثلاً) فإنه من الممكن تقدير n حتى 0,01 تقريباً مثلاً ، علماً بأن عمق حقل المجهر (٤، ٢٠-٤) صغير بقدر كاف رغم صغر الفتحة لحزم الأشعة القابلة للاستعمال .

د) من الممكن أيضاً ، عند معرفة الشكل الهندسي لعدسة ما ، تعيين طولها المحرقي واستنتاج قرينتها : وهذه الطريقة (القليلة الدقة) تطبق مثلاً على عدسة

سائلة موضوعة فوق مرآة مقعرة (الشكل ٣ - ١١) وجهها العلوي مستو (غير غير مشوه بالتوتر السطحي) وتقاس f بواسطة نظارة L ذاتية التجميع .

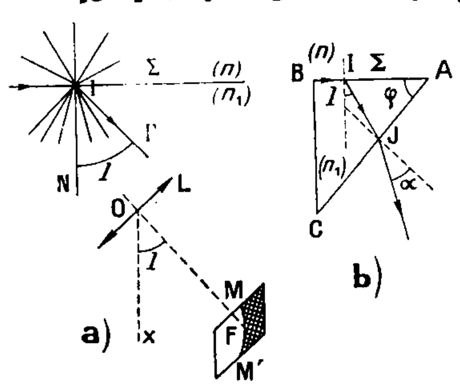


الشكل ٣ - ١١ . قياس قرينة عدسة سائلة مستوية محدبة

٣ ـ ٦ . — مقياس الانكسار ذو الزاوية الحدية ،

جهاز بولفريخ وآبه Pulferich — Abbe :

أ) ليكن Σ (الشكل ٣ ـ ١٢ ـ أ) السطح المستوي الفاصل بين وسطين متجانسين قرينتاهما n و $n < n_1$. فاذا كان هذا السطح يتلقى في الوسط الاول أشعة لها جميع اتجاهات الورود الممكنة ، بما فيها **الورود الملامس** فانه ينقلها في كل من نقاطه مثل i داخل مخروط Γ محوره IN ناظم على Σ وزاويته المولدة l هي الزاوية الحادة (١٠ —١٤٤) التي يكون معها :



الشكل ٣ - ١٢ . مبدأ الطرائق التي تستعمل زاوية الحد

$$n = n_1 \sin l \qquad [١٢،٣]$$

ومن قياس مباشر او غير مباشر لـ l يمكن استنتاج n اذا كان n_1 معلوماً (أو بالعكس) .

عندما تتلقى هذا الضوء عدسة مقربة L ، مركزها البصري O ، ومحرقها F ، تكون موجهة بحيث يكون محورها موازياً أحد مولدات المخروط Γ ، وليكن MM′ منحنى تقاطع المستوي المحرقي مع مولدات مخروط رأسه O ،

ومحوره OX يوازي IN وزاويته المولدة l . والمستوي المحرقي منور بانتظام من جهة MM′ داخل هذا المخروط ، وفي الظلام من الجهة الاخرى . ويستعان بعينية تسمح بملاحظة الخط MM′ .

ب) لنفرض الآن أن الضوء يصل الى Σ داخل الوسط ذي القرينة n_1 ، فالمستوي المحرقي يكون حينئذ اكثر تنوراً من جهة MM′ خارج المخروط منه في الجهة الداخلية (راجع التجربة الموصوفة في الفقرة ٥ – ١١ من الجزء ٤) فالتباين أقل مما هو عليه عندما يستعمل الورود الملامس ، ولكن استعمال هذا **الانعكاس الكلي** يسمح بقياس قرائن المواد الشديدة الامتصاص كما يمكن دراستها بطريقة من طرائق التوصيل .

ج) ليس بالامكان قياس الزاوية l مباشرة في جسم صلب قرينته n_1 : فلا بد من وضع العدسة L في الهواء . وفي بعض مقاييس الانكسار يعطى هـذا الجسم الصلب شكل **نصف الكرة** B ، حيث النموذج E يطبق على الوجه المستوي بالقرب من مركز B . ويقع الخط المستقيم MM′ حينئذ في المستوي المحرقي للجملة الضوئية المؤلفة من كاسر الخروج لـ B وبالعدسة L التي تختار تبعاً لذلك .

ولكن وجه الخروج في الهواء مستو على الغالب ، وليكن AC (الشكل ٣ – ١٢ – b) ، وهو يصنع مـــع Σ زاوية φ . وتقاس زاوية بروز α بحيث يكون :

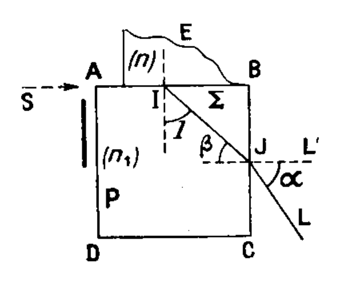
$$\sin\alpha = n_1 \sin(\varphi - l) = n_1 \sin\varphi\sqrt{1-n^2/n_1^2} - (\cos\varphi)\, n/n_1$$

ومنه ، اذا أخذنا بعين الاعتبار [١٢،٣] :

$$(n_1^2-n^2)\sin^2\varphi = (\sin\alpha + n\cos\varphi)^2 = \sin^2\alpha + 2n\sin\alpha\cos\varphi + n^2\cos^2\varphi$$

$$n_1^2\sin^2\varphi = n^2 + 2n\sin\alpha\cos\varphi + \sin^2\alpha. \qquad [١٣،٣]$$

د) يبين الشكل ٣ – ١٣ مخططاً لمقياس الانكسار لبولفريخ . فالنموذج E الذي يرغب في تعيين قرينته n ينحت بحيث يكون له وجهان يؤلفان زاوية قائمة قدرها 90° . واحد هذين الوجهين يطبق ، بتوسيط قطرة سائل، على الوجه المستوي الافقي من موشور مستطيل P (أو من أسطوانة قائمة) قرينته n_1 معلومة واكبر من n . فأشعة المنبع S تنفذ في الوجه الشاقولي من الزجاج الذي يدرس ثم تأتي فتلاقي السطح الفاصل Σ بين E و P ضمن زاوية ورود تبلغ 90° . والحزمة التي تنفذ بالانكسار في P تكوّن مع الناظم زاوية أصغر أو مساوية الى l وذلك بالنسبة لكل



الشكل ٣ – ١٣ .

مبدأ مقياس الانكسار لبولفريخ

من نقاط تماس E و P ، ثم تعاني الاشعة انكساراً ثانياً في J مثلاً ، لتبرز من P . ويلاحظ المنحني الحدي بنظارة يضبط وضعها 'L ، بحيث أن هذا المنحني الحدي يمر بالتصالب الخيطي للمحكمة، ثم تنقل هذه النظارة الى 'L بحيث ترصد ناظمياً بطريقة التجميع الذاتي وجه البروز BC من الموشور P ، فزاوية البروز α اذا ما قيست على دائرة مدرجة وبجهزة بورنية (ليست ممثلة على الشكل) كان لدينا :

$$n = n_1 \sin l = n_1 \cos \beta = \sqrt{n_1^2 - n_1^2 \sin^2 \beta} = \sqrt{n_1^2 - \sin\alpha^2} . \qquad [١٤ ، ٣]$$

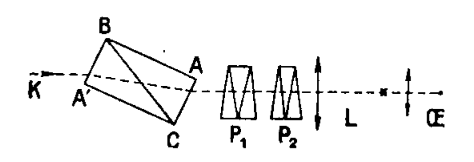
تستعمل غالباً جداول تعطي n بدلالة α من اجل قيمة محددة لِ n_1 . وإذا كان استواء وتوازي الوجوه الملامسة لكل من E و P موفورين جيداً فإن الدقة قد تكون ايضاً جيدة بقدر ما هي عليه بطريقة الموشور ، والقياسات اسرع كثيراً .

ملاحظات . – ١ً) يجب أن تكون القرينة n_1 اكبر من جميع القرائن التي ينوى قياسها ، والغاية من السائل المدخل بين E و P هي لتجنب الانعكاس الكلي على طبقة الهواء التي يحل محلها . فقرينته يجب إذن أن تكون أعلى من n.

٢ً – لقياس قرينة سائل يمكن حصره في حوض صغير لا قعر له، موضوع مكان E ومحاط بنطاق يحفظ درجته ثابتة تماماً ومعلومة .

٣ً) يمكن أيضاً العمل بالانعكاس الكلي بادخال ضوء S من الوجه AD لـ P (شكل ٣ – ١٣) .

٥) في **مقياس آبه للانكسار** (الشكل ٣ – ١٤) الذي يستعمل خاصة لقياس قرائن السوائل ، ثمة موشوران من الفلنت BAC و BA′C متماثلان ، قائمان في A و A′ ، وملصوقان بوجهيها الوتريين مع وساطة قطرة من السائل المدروس الذي قرينته n ، وتنتشر هذه القطرة بشكل صفيحة BC رقيقة السمك جداً .



الشكل ٣ – ١٤ .
مقياس آبه للانكسار

وثمة منبع ضوئي واسع بكفاية ، ينير BA′ بحيث أن بعض الاشعة تبرز من الموشور الأول ضمن الورود الحدي ، وبالتالي تنفذ في الثاني تحت هذا الورود . فاذا كان منحاها بعد اجتيازها AC ينطبق كما يفرضه الشكل ، على محور النظارة L ، فان المنحني الحدي يأتي ليمر بتقاطع خيطي المحكمة ويحقق هذا الشرط بتدوير مجموعة المواشير حول محور ناظم على مستوي الشكل .

وثمة عضادة متصلة اتصالاً صلباً بالموشورين تشمل ورنية متحركة أمام اطار مدرج تسمح بقراءة مباشرة لـ n بثلاثة ارقام عشرية صحيحة . ولكن

يمكن ايضاً، إذا علمت n_1 وزوايا المواشير ، حساب n بدلالة زاوية بروز الاشعة الحدية بالصيغة [٣،١٤] .

هذا ويمكن استعمال هذه الآلات في النور الابيض بالتعويض عن تأثير تبديد الزاوية الحدية مع طول الموجة ، الذي يجعل المنحني الحدي الملاحظ ملوناً ومشوش الوضوح . ويتأمن التعويض بمجموعة موشورين متماثلين F_1 و P_2 للرؤية المباشرة (الفقرة ٤ - ٦) يمكن تدويرهما معـــاً بزوايا متساوية في جهتين متعاكستين حول محور النظـارة بصورة يتغير معها تبدد المجموعة بين الصفر وقيمة ما عظمى : تضبط جهـــة وقيمة هذا التبدد للحصول على المنحني الحدي الأكثر وضوحاً بقدر المستطاع . ويكون التدوريج بحيث أن القرينة المقيسة تقابل حينئذٍ الشعاعة D ؛ ويمكن أن تستنتج قيمة تقريبية للحصر من الوضع الذي وجب اعطاؤه الى P_1 و P_2 .

وقد أمكن استعمال أجهزة مشابهة في ما تحت الاحمر .

٣ - ٧ . — القياسات التفاضلية بالطرق السابقة :

من الممكن تبسيط بعض مقاييس الانكسار، وأحياناً زيادة دقتها ، عندما تبتعد القرائن n المطلوب قياسهـا بعداً قليلاً عن قيمة واحدة n_0 .

وثمة أجهزة عديدة قابلة للاستعمال لهذه الغاية ، نورد فيما يلي بعض امثلة منها .

B C P (n) K P₀ (n₀) P'₀ L A

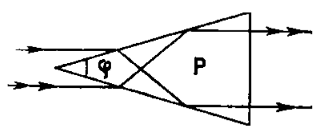
الشكل ٣ - ١٥ .
مقياس الانكسار التفاضلي

أ) ففي الجهاز الذي يمثله الشكل ٣ - ١٥ يتجـــاور الموشور P ذو القرينة n مع الموشورين P_0 و P'_0 اللذين قرينتاهما n_0 ، بتوسيط طبقة سائلة رقيقة قرينتهـا تساوي على الاقل n و n_0 .

وتتلقى المجموعة الضوء من مجمعة K تليها نظـارة L ذات محكمة مكرومترية . ولما كان وجها الدخول والخروج ناظمين على محور المجمعة فخيال شق هـــذه الاخيرة يتشكل على القسم المركزي من المقياس الدقيق عندما $n = n_0$ ويبتعد عنه بقدر ما يزيد اختلاف n عن n_0 . ويمكن تدريج الجهاز بقيم n ، ويحمّل عند الحاجة عدة مجموعات من المواشير $P_0\ P'_0$ قرائنها n_0 مختلفة .

ويمكن أن يكون الموشور P نفسه مؤلفاً من سائل موضوع في الحوض الذي يحدده P_0 و P'_0 مع قارورتين مفلطحتين موازيتين لمستوي الشكل .

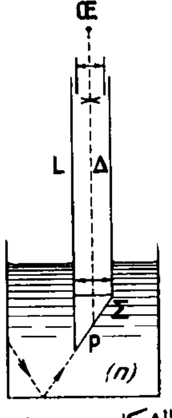
ب) عندما نرغب في دراسة تغيرات القرينة n لمادة ما بدلالة درجة الحرارة (او الزمن) يمكننا الاستغناء عن مواشير المقارنة، باعطاء الموشور المدروس P هيئة كالمبينة في الشكل (٣ – ١٦) .



الشكل ٣ – ١٦ .
تركيبة لدراسة تحولات قرينة موشور

وبتعقب المسيرات المبينـــة ، تولد الحزمة المتوازية من الضوء الواردحزمتين بارزتين يمكن أن يجعل منحاهما متوازيين ، من اجـل $n = n_0$ ، باختيار مناسب للزاوية φ . وعندمـا يحدث هذان المنحيان فيما بينهما زاوية صغيرة α (يقام بقياسها) يمكن استنتاج قيمة $n - n_0$.

ج) يتألف مقياس بسيط لانكسار السوائل ذو ورود ملامس ، كما يشير الى ذلك الشكل ٣ – ١٧ ، من موشور P ، قرينته n_1 ، مغموس في السائل الذي قرينته n . ووجه الدخول منه Σ يحدث مع المحور Δ للنظارة ذات المقياس الدقيق L زاوية يستطيع معها الشعاع الحدي البارز ان يتجه وفق Δ عندمـا تكون قيمة n



الشكل ٣ – ١٧ .
مقياس الانكسار ذو الموشور الغاطس

معلومة وقدرها n_0 . واذا لم يتحقق ذلك فإن المنحني الحدي يبتعد عن مركز المقياس الدقيق بمسافة تقاس ويستنتج منها $n - n_0$. هذا ويمكن استعمال مواشير بختلفة P تقابل قيم n_0 المختلفة .

٣ ـ ٨ . ـــ القياسات بالغمس المتجانس :

تقضي الطرق السابقة لقياس قرائن انكسار الأجسام الصلبة بامكان توافر نماذج مصقولة ، منحوتة بشكل مواشير أو تحوي على الاقل وجهاً مصقولاً يستطيع الانطباق تماماً على موشور للمقارنة . فاذا لم يتحقق ذلك ، يغمس النموذج E ذو القرينة n في سائل L مؤلف من مركبين L_1 و L_2 ، قابلين للامتزاج بنسب مختلفة بحيث أن القرينة n' للمزيج تستطيع أن تتغير بين حدين يحيطان بـ n . ويغير المزيج الى أن يتحقق الشرط $n = n'$ فيقاس n' .

ويراقب تساوي القرينتين n و n' من جراء ان حوضاً متوازي الوجوه يحوي السائل المغموس فيه النموذج يسلك سلوك صفيحة متجانسة فيما يتعلق بالأخيلة التي تنقلها أو أيضاً براقبة اهداب التداخل التي تستطيع توليدها (انظر الفقرة ٣ — ١٠) .

٣ ـ ٩ . ـــ قرائن انكسار البلورات :

أ) إن تقدير الفرق بين قرينتي جسم مضاعف الانكسار في اتجاه معين يمكن ان يجري بارسال حزمة مستقطبة خطياً على صفيحة متوازية الوجهين من هذا الجسم ، وبتحليل الضوء البارز (انظر الفصل ٧) .

والقياس المباشر للقرائن الاساسية بطريقة الموشور شاقة بصورة عامة ، ولا تختصر الا في حالة البلورات الوحيدة المحور والمواشير المنحوتة بصورة موافقة بالنسبة للمحور الضوئي (٤ ، ١١ — ٣ - ب) .

ب) ان طريقة الانعكاس الكلي بعكس ذلك تطبق بسهولة كافية ، ولكن احد المنحنيين الحديين الملاحظين على الاقل (٤ ، ١١ - ٦) يتوقف على وضع مستوي الورود بالنسبة لمحور البلورة .

ويجب ان لا ننسى بأن شعاعاً منكسراً شاذاً وليكن IR′ (الشكل ١١-٥ من الجزء ٤) لا ينطبق بصورة عامة على الناظم IQ′ على الموجة المنكسرة : فعلى الزاويه q' التي يصنعها هذا الاخير مع الناظم على السطح الكاسر ينطبق قانون سنيل :

$$\frac{\sin i}{\sin q} = \frac{c}{c'} = n'$$

حيث i هي زاوية الورود ، و c سرعة الضوء في الخلاء ، c' هذه السرعة في البلورة و n' القرينة المقابلة من أجل الموجة المنكسرة الملحوظة . وهذا المنحى IQ′ يقع في مستوي الورود ، ولكن IR′ لايقع إلا في حالات خاصة .

وباستعمال مقياس الانكسار ذي نصف الكرة (الفقرة ٣ - ٦ - ب) أو مقياس بولفريخ (الذي يستبدل فيه بالموشور ذي القرينة n_1 أسطوانة دورانية محورها Δ ناظم على الوجه الكاسر Σ) يمكن بسهولة تدوير البلورة وحاملها حول Δ مع بقاء مستوي الورود ، الذي يحوي المحور الضوئي للنظارة المراقبة ، ثابتاً .

في حالة بلورة وحيدة المحور ، يبقى احد المنحنيين الحديين ثابتاً (وهو الذي يقابل القرينة الثابتة n_0) وأما الآخر فيتأرجح بين وضعين نهائيين يقابلان بالترتيب القرينة الشاذة n_e وقيمة ν للقرينة محصورة بين n_0 و n_2 وتتوقف على الزاويه التي يصنعها محور البلورة مع السطح الكاسر . ويمكن تفسير هذه النتائج إنطلاقاً من شكل سطوح الموجة وباعتبارات التناظر .

وفي حالة بلورة ثنائية المحور ، يتأرجح المنحنيان الحديان كلاهما بين أوضاع نهائية تقابل القرائن الثلاث الهامة (الكبرى n_g والمتوسطة n_m والصغرى n_p) وكذلك لقيمة رابعة ν محصورة بين n_p و n_g . ويمكن ازالة الغموض الواقع بين n_m و ν باستئناف القياسات على وجه آخر من البلورة (مما يغير ν) . وهـذا القياس الثاني مفيد أيضاً لتجنب الخلط مع حالة بلورة وحيدة المحور مـع حالة بلورة ثنائية المحور ، يقع وجهها المدروس ناظمياً على أحد المحاور الاصلية ؛ إذ انه في هذه الحالة في الواقع يكون احد المنحنيين الحديين غير مقيد باتجـاه مستوي الورود .

٣ ـ ١٠ . ـــ قياسات الانكسار التداخلية

أ) ان اهداب التداخل التي تنتج عن تطابق موجتين وحيدتي اللون طول موجتيهما λ ، تتوقف كما رأينا في الجزء ٤ على **رتبة التداخل** $p = \delta/\lambda$ في النقطة المعتبرة ، على فرض δ فرق الطريقين الضوئيين اللذين تجتازهما الموجتان اعتباراً من المنبـع . و δ نفسها هي جداء طول l بقرينة انكسار n ، بحيث ان فحص ظواهر التداخلات يستطيـع أن يقدم وسيلة إما لقياس طول ما (انظر الجزء ٤ الفصل ١٣) أو لقياس طول موجـة (انظر في ما بعد الفصل ٥) أو لقياس قرينة ، وذلك بدقة كبيرة .

عندما يستبدل على طول l في مقياس تداخل ذي حزم مفصولة وسط قرينته n بوسط قرينته n_0 ، فإن الاهداب تنتقل بعدد من الابعاد الهدبية :

$$p - p_0 = (n - n_0)\, l/\lambda$$

من أجل $\lambda = 0{,}6\ \mu$ و $l = 12$ cm مثلًا ، يقابل انتقال (محسوس) قدره عشر البعد الهدبي ، تغيراً في القرينة $\Delta = 5.10^{-7}$.

والطريقة التداخلية تطبق بصورة خاصة على الغازات التى قرائنها تختلف دوماً اختلافاً قليلًا جـداً عن الواحد ، وكذلك على التغيرات الصغيرة لقرائن السوائل، واستثنائياً لقرائن الجوامد .

ب) للمواد التي يقارن بينها تبددات متماثلة غالباً او مختلفة قليلًا(حالة الغازات ونماذج من جسم واحد عانى تغيرات صغيرة في بنيته أو تركيزه) ، ويمكن اجراء القياسات حينئذ في الضوء الابيض . وتقاد الهدبة المركزية الى مركز الحقل إما بنقل مرآة بصورة موازية لنفسها وبقدر معلوم بحيث تنعكس عليها احدى الحزمتين ، وإما بالتدوير بقدر زاوية معلومة لمكافىء مؤلف من صفيحة متوازية الوجهين تجتازها بصورة مائلة احدى الحزمتين : هاتان الطريقتان العمليتان وصفتا بمناسبة مقياس التداخل لمايكلسون (٤، ١٣ - ٣) .

ويمكن أيضاً استعمال مرايا جامان (٤ ، ١٣ - ٢) وايضاً مقياس رايلي التداخلي (الشكل ٣ - ١٨)

الشكل ٣ - ١٨ .
مقياس الانكسار لرايلي

وفي هذا الجهاز ، يعمد كما في تجربة يونغ (٤ ، ١٦ - ١) الى تداخل أشعة تصدر عن منبع واحـد S ، وتجتاز شقين S_1 و S_2 ، ثم عدسة مجمعة L ، ويجري النظر في المستوي المحرقي F' للعدسة L' . والانبوبان T_1 و T_2 متماثلان ، أحدهما فارغ (أو مليء بالهواء المعلومة قرينته (والآخر مملوء بالغـاز

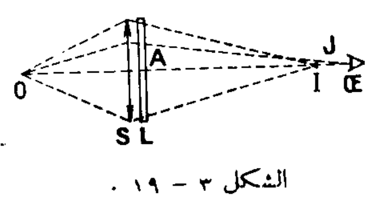
المدروس (غاز المناجم مثلا) وأحد المعدلين C_1 ، C_2 يترك ثابتاً والآخر يمكن تدويره بزوايا معلومة .

وتستعمل أجهزة مشابهة لدراسة سوائل مختلفة كالمصول .

٣ - ١١ . — قياس التحولات الموضعية للقرينة .

أ) يمكن أن يجري هذا القياس ايضاً بواسطة مقاييس التداخل : فالوسط الذي يرغب في دراسته يجعل بشكل صفيحة مستوية الوجين ومتوازيتيها (أو يغمر في سائل له القرينة المتوسطة نفسها) وتوضع في مقياس للتداخل مثل مقاييس مايكلسون او بيرو وفابري (٤ ، ١٣ – ٥) ، وفي حالة نماذج صغيرة جداً يستعمل مجهر تداخلي (٤ ، ٢٠ – ١١) . وتظهر تغيرات الطريق الضوئي لمختلف الاشعة بشكل اهداب ، يدل تباعدها ، إذا أمكن قياسه ، على تحولات القرينة **المتوسطة** (في اجتياز الصفيحة) من شعاع لآخر . فهكذا يمكن تقدير التجانس التـام تقريباً لأنواع الزجـاج الضوئي ، ودراسة ظواهر الانتشار في السوائل ، وتوزع الكثافات لغاز ما في معصفة (اي غرفة النفخ) لابحـاث الديناميكا الهوائية .

ب) هنالك طريقة أخرى مشتقة من طريقة فوكو (٤ ، ٣ - ٦) وتدعى احياناً **طريقة الظلال** أو **التذيل** ترتكز على توضيح انحرافات الاشعةالناشئةعن تغيرات القرائن **بين نقاط متجاورة** في صفيحة متـوازية الوجهـين L وتستعمل لهذه الغاية (الشكل ٣-١٩) جمـلة ضوئية S (عدسة او مرآة)



الشكل ٣ – ١٩ .
طريقة الظلال

ممتازة الصفات ، تتشكل في I خيال نقطة ضوئيـة O ، ويحجب قرص صغير كثيف هـذا الخيال تماماً . فإذا ادخلت الصفيحة L ، تلقت العين الموضوعة خلف I الأشعة المنحرفة قليلاً ، مثل AJ ورأت بعض النقاط مثل A نيرة على قاع مظلم . وباستبدال شبكة مؤلفة من حلقات متمركزة ، كثيفة وشافة على التناوب بالحاجز والموضوع في I ، يمكن تقدير الانحرافات وبالتالي تغيرات القرينة المتوسطة .

تمارين

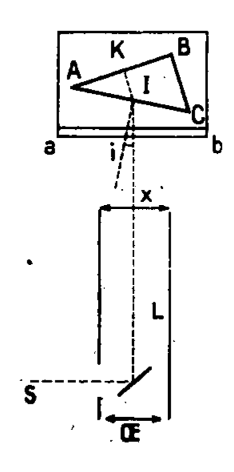
٣ — ١ يتألف مقياس للانكسار من :

— حوض K احد جدرانه ab قائم ومؤلف من صفيحة زجاجية ذات وجهين مستويين ومتوازيين .

— موشور ABC من زجاج الفلنت ، موضوع في داخل K ؛ حروفه قائمة ووجهه AB مفضض ؛ وزاويته $\hat{A} = 30^0$ قد قيست بدقة و كذلك قرينته $n = 1,558\,5$ بالنسبة الى الشعاعة D (الصفراء العائدة للصوديوم) ؛ وهو قابل للدوران حول محور قائم ، ويمكن قياس الزاوية i للناظم في I على وجهه AB مع مستقيم افقي Ix .

— نظارة مجمعة ذاتية L محورها Ix ، البعد المحرقي لجسميتها $f = 200$ mm .

— منبع ضوئي S ذي بخار الصوديوم .



الشكل ٣ — أ

١ . — يملأ الحوض K بسائل قرينته N بالنسبة الى الشعاعة D ، ويوجه الموشور لتحقيق التجميع الذاتي . وينبغي من اجل ذلك ان تعطى لـ i القيمة ٢٧°، ٢٤′، ٣٠″ : احسب N .

٢ . - بدون تنقيل الموشور يستبدل بضوء الصوديوم الشعاعة الحمراء C ، التي قرينة الموشور بالنسبة اليها هي $n' = 1,554\,9$. احسب القرينة N' للسائل مع العلم بأن خيال المحكمة R للنظارة قد انتقل بمقدار $\varepsilon = 1,22$ mm نحو يمين المشاهد .

يؤخذ بعين الاعتبار ان $dn = n' - n$ و $dN = N' - N$ هما صغيران جداً .

٣ - ب يستخدم مقياس الانكسار لبولفريخ (الشكل ٣-١٣) ، الذي تبلغ قرينة انكسار مكعبه P بالنسبة الى طول الموجة المستعملة ، القيمة $n_1 = 1{,}634\ 56$. ويراد قياس القرينة n للبنزين ، المحتوى في حوض ليس له قعر ، وموضوع فوق الوجه AB .

١ً. – اذا كانت زاوية البروز α تساوى ٣٨° و ٨َ ، فاحسب n . ما هو الارتياب الاعظم di الذي يمكن قياس i به لكي يكون الارتياب الذي يقابله dn في n ، لا يتجاوز ٠,٠٠٠١ ؟

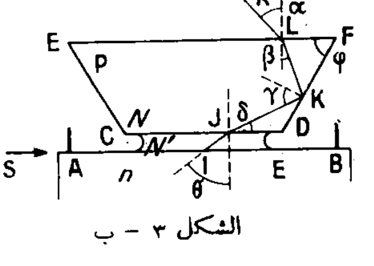
٢ً. – اذا قبلنا بأن n تتغير مع درجة الحرارة θ وفقاً للقانون :

$$\frac{n-1}{\rho} = \text{ثابت}$$

بفرض ρ الكتلة الحجمية للبنزين ، وأهملنا تحولات n_1 ، فبأي دقة ينبغي تثبيت θ من اجل عدم تجاوز الارتياب dn الوارد اعلاه ؟

عامل تمدد البنزين ، في شروط التجربة 12×10^{-4} .

٣ – ج من اجل تعيين القرينة n لنموذج من الزجاج E له وجه مستو AB ، بطريقة الزاوية الحدية ، يستخدم موشور المقارنة (او كمرجع) ذو مقطع شبه منحرف P ، زاويته عند القاعدة $\varphi = 60^{\circ}$ وقرينته $N{=}1{,}760$.

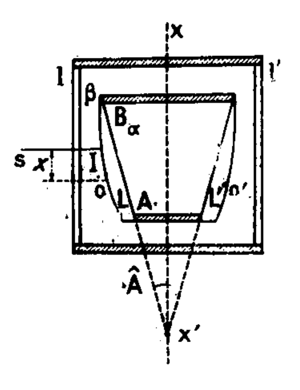


الشكل ٣ – ب

١ ً. – يفترض أولاً ان القاعدتين CD و EF هما موازيتان لـ AB ؛ ويوضع سائل قرينته N' بين AB وCD. وهنالك شعاع حدي يصدره المنبع S يتبع المسار SIJKLR المبين في الشكل . اي شرط ينبغي ان تحقق N' ؟ اذا كانت زاوية البروز $\alpha = 2^{\circ}$ ، فاحسب n .

٢ً. – كيف تتغير α اذا كان CD يؤلف مع AB زاوية قدرها $\varepsilon = 1'$ ، بفرض N' قريبة من N ؟

٣ – د يتألف مقياس الانكسار لـ (فري) من :
– صفيحتين I و I′ من النوع ذي الوجهين المتوازيين والشفافين .
– قسمين من عدستين L و L′ مستويتين محدبتين متماثلتين ، لهما نصف قطر انحناء كبير ، من الزجاج التاجي (كراون) قرينته N بالنسبة للضوء المستعمل.
– من حواجز ممثلة بالتظليل على الشكل .



الشكل ٣ – ج

ترتب هذه الاشياء كلها بحيث تؤلف حوضين متمايزين ، احدهما (α) موشوري وزاويته الصغيرة 2A وثانيهما (β) يحيط بالأول تماماً . ولهذه الجملة مستوي تناظر π شاقولي يقطع مستوي الشكل (المفروض افقياً) بالمستقيم $x\ x'$.

الشعاع الضوئي الوارد SI الثابت والعمود على π يقع في مستوي الشكل ، الذي يحوي المركزين البصريين O و O′ للعدستين . ويمكن لجملة الحوضين ان تنزلق انزلاقاً موازياً لـ $x'\ x$ يكون من نتيجته تغير البعد x بين o (او بين o′) و SI .

والحوض β مملوء بالماء الذي قرينته e ، والحوض α يحوي مادة قرينتها γ . تُجرى ثلاث تجارب ، تكون فيها هذه المادة هي على التعاقب : الماء ، ثم الهواء ($\gamma = 1$) ثم سائلاً قرينته n مجهولة .

ولكي يكون الشعاع البارز في كل هذه الاحوال على امتداد SI ، ينبغي ان يعطى لـ x القيم x_0 ، x_1 ، x_2 . عيّن n بعد ان تأخذ بعين الاعتبار ان زوايا

الورود والانكسار هي صغيرة . تؤخذ كمتحول مساعد ، الزاوية θ للمستوي في I للعدسة L ، مع الوجه المستوي AB .

٣ - ه يتلقى مقياس الانكسار لرايلي ضوءاً طول موجته $\lambda = 589$ nm . وفي انبوبيه T_1 و T_2 (الشكل ٣ -١٨) اللذين طول الواحد منهما l=22,0cm ، هواء بالضغط النظامي P وبالدرجة $\theta = 15°C$. يضخ هواء T_1 ببطء فيلاحظ انه تمر خمسة اهداب في حقل الملاحظة ، عندما يكون نقصان الضغط Δp معادلاً لتغير ارتفاع قدره 50,0 cm في ميزان ضغط مائي .

قدر قرينة الانكسار n_0 للهواء ، في الضغط الجوي بالدرجة صفر مئوية . واحسب الارتياب Δn_0 باعتبار ان التسديدات قد اجريت بتقريب قدره ١ من ٢٠ من البعد الهدبي .

★ ★ ★

الفصل الرابع

كشف الطيف

٤ ـ ١ . ـــ تعاريف وتصنيف :

أ) نسمي **طيف** ضوءٍ مركب مجموعة الاخيلة (أو الحزم) المؤلّفة من المكوّنات المختلفة الوحيدة اللون لهذا الضوء ، والتي يمكن ملاحظتها أو استعمالها منفصلة : **فكشف الطيف** هو ، من وجهة نظر أطوال الموجة ، دراسة مختلف الشعاعات الوحيدة اللون التي يصدرها منبع ما ، أو أيضاً الموصّلة أو المنعكسة أو المنتثرة من قبل مادة ما . وسندرس **قياس الضوء الطيفي**، الذي يهتم بالتعيين الكمي للتراكيب الطيفية في الفصل الخامس .

ان تحليل الاشعاع الذي يصدره منبع (**طيف الاصدار**) يمكنه أن يفيد في التعيين الكيماوي لهويات مراكز اصدار الضوء ، أو في تعيين صفات المنبع بغاية استعماله في الاضاءة (الطيف المرئي) أو في التدفئة (خـــاصة بما تحت الاحمر) او في الكيمياء العضوية والتطبيقات الحيوية (خاصة بمـــا فوق البنفسجي) وفي التصوير الاشعاعي (بالأشعة السينية) . ومن الممكن أيضاً تحليل الاشعاع الذي تمتصه مادة ما (**طيف الامتصاص**) بهدف تحديد تركيبه الكيميائي ، وتعيين بنية جزيئاته ، واستعماله كملوّن ، الخ ...

هذا ، وإن كان اصطلاح **كاشف الطيف** يطلق غالباً على جميع الاجهزة التي تستخدم في هذه الدراسة ، فإن لفظ **راسم الطيف** يصلح اكثر للأجهزة التي

يكون فيها الطيف مسجلاً (بالتصوير مثلاً) ، واسم **مقياس الطيف** الأجهزة التي تساعد على قياس مباشر لأطوال الموجة .

ب) سندرس أولاً كشف الطيف للشعاعات المرئية ، ثم لشعاعات ما فوق البنفسجي وما تحت الاحمر (التي لهـا مع السابقة كثير من النقاط المشتركة) . وثمة تقنيات خاصة تطبق على كشف طيوف الاشعة السينية والامواج الهرتزية . ومن أجل هـذه الاخيرة . فالاشعاع الذي يصدره المنبع يكون عـامة وحيد اللون .

ولكن في الحـالات الاخرى ، يكون فصل الشعاعات ذوات اطوال الموجة المختلفة ضرورياً ؛ وتختلف شتى نماذج كواشف الطيف فيما بينها بتركيبتها التي تقوم بهذا الفصل ، وبالمستقبل الذي يسمح برؤية الشعاعات المفصولة هكذا .

والجهاز الفاصل الذي يسمح بعزل هذه الشعاعة او تلك (بقصد استعمالهـا لتجارب في الضوء الوحـد اللون يسمى **موحد اللون** .

ج) يتغير طول الموجة لشعاعة تواترهـا ν بتغير الوسط الذي تنتشر فيه . لنفرض λ_0 قيمته في الخلاء ، حيث السرعة هي c ، و λ قيمته في وسط قرينته N بالنسبة للخلاء ، حيث سرعة الطور هي $v = c/N$ ، فيكون :

$$\nu = c/\lambda_0 = v/\lambda$$

ومنه :

$$\lambda_0 = N\lambda \qquad [١٠٤]$$

واذا كانت القياسات قد اجريت في الهواء ، تحت الضغط الجوي وفي درجة الحرارة العادية كما هو الحـــال على الغالب ، فإن N (التي تتغير مع التواتر) تكون محصورة بين 1,000 27 و 1,000 28 . وطالما لا يبحث عن انقاص الشك الى ما دون جزء من الف ، فمن الممكن إذاً الباس λ بـ λ_0 .

ونذكر بأن الواحدات المستعملة في تقدير أطوال الموجة ، والتي سبق أن أشرنا اليها في الفقرة ١ – ١ هي حسب الاحوال : الميكرون ($1\ \mu = 10^{-6}$ m) والميلي ميكرون ($1\ m\mu = 10^{9}$ m) والانغستروم ($1\ A = 0{,}1\ m\mu = 10^{-10}$ m)، والميلي انغستروم أو **واحدة** X ($1\ U.X = 10^{-13}$) . وعدد الموجات في واحدة الطول $\sigma = 1/\lambda_0$ الذي استعماله ملائم غالباً لأسباب نظرية ، يعبر عنها في غالب الاحيان بـ cm^{-1} ويسمه بعض المؤلفين **كيزر** kayser ؛ ولكن هذا الامم للواحدة لم يعترف به رسمياً .

د) يقال عن الطيف انه اكثر **نقاوة** بقدر ما يمكن أن تميز فيه أضواء مركّبة متجاورة . لنفرض λ و λ + d λ طولي موجة يستطيع كاشف الطيف فصلهما ، علماً بأن d λ أصغر ما يمكن أن تكون . فالنسبة :

$$R_\lambda = \frac{\lambda}{d\,\lambda} \qquad [٢٠٤]$$

تسمى **قدرة حل** الجهاز لطول الموجة λ .

مثلاً اذا كان بالامكان تمييز خطي مزدوجة الصوديوم تماماً (الفقرة ١٤ – ١٢) اللذين طول موجتيهما 589,0 و 589,6 ميلي ميكرون تكون R قريبة من 1 000 .

٤ – ٢ . — فصل الشعاعات . المرشحات :

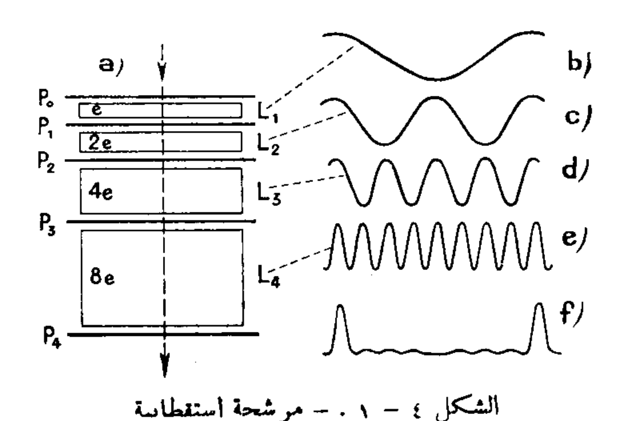
أ) لفصل شعاعات ضوء مركب يستعمل على الغالب التبديد بموشور واحد أو أكثر ، أو بشبكة ، أو بفضل تداخلات صفائح شفافة متوازية الوجهين . وقد استعمل ايضاً (استثنائياً) التبديد بوساطة عدسة ، أو الإنعكاس الاصطفائي لبعض المواد .

والتوصيل الاصطفائي لصفائح من الزجاج أو الجيلاتين الملونة ، أو لمحـاليل مختلفة ، يساعد في بعض الحالات على تحقيق مجموعات (حواجز او مرشحات) تدعى أحياناً « وحيدة اللون » لا تسمح بالمرور من خلالهـا إلا لعصابة طيفية محدودة .

والفصل المحقق هكذا يكون عادة غير كامل ، حيث أن التوصيل يتغير تدريجياً في مجـال واسع (الى حد ما) من أطوال الموجة ، مع قيمة عظمى يكون أضعف كلما كانت العصابة المنقولة أضيق ؛ ومع ذلك فتستعمل أحيـاناً مرشحات كموحدات للون بدائية ، مثلاً لتجنب تطابق عدة اطياف في استعمال الشبكات (الفقرة ٤ – ٧ – ب) أو التداخلات (الفقرة ٤ – ٩) .

والمرشحات التداخلية (٤ ، ١٣ – ١٣ و ١٦ – ١٣) ترجح غـالباً على المرشحات الماصة حيث يمكن ضبط خواصها حسب المراد بين بعض الحدود .

ب) ومرشحة ليو Lyot الاستقطابية المستعملة خاصة لفحص سطح الشمس في الضوء الوحيد اللون هي اصطفائية بصورة خاصة ، وتتـألف (شكل ٤ – ١ – ١) من مجموعة صفائح مقطبة ... P_0 P_1 P_2 (بولاروئيد فقرة ١١ – ١٠)



الشكل ٤ – ١ . – مرشحة استقطابية

مقاطعها الاصلية متوازية ، وقد وضعت فيما بينها صفـائح مضاعفة الانكسار

(من السبات أو الكوارتز) ... $L_1\ L_2\ L_3$ ... اثخانها على الترتيب $e, 2e, 4e$... .
وتقع الخطوط المعتدلة لهذه الصفائح ، بميل قدره $45°$ ، على المقاطع الاصلية لِـ ... P_0, P_1, P_2 . فاذا كانت e كبيرة بقدر كاف ، ونورت الجملة P_0, L_1, P_1 ناظمياً بالضوء الابيض ، فإنها تسمح بأن يجتازها ضوء ذو طيف مخطط (٤ ، ١٤ - ٦) ، أطوال موجاته الموصلة تحقق في حدها الاعظم الشرط :

$$e\,(n_e - n_0) = k\,\lambda \quad (\text{عدد صحيح } k)$$

n_0 و n_e هما القرينتان العادية والشاذة في الصفيحة الثنائية الانكسار . ولثخن مضاعف تكون الخطوط اكثر رصاً بمرتين ، وهكذا على التوالي . فمثلاً اذا كان ثمة ٤ صفائح والاخيرة سمكها $8\,e$ فالاطياف النافذة من كل واحدة منها والطيف الناتج من تطابقها تبدو على التوالي كما تشير الى ذلك الاشكال ٤-١ b, c, d, e, f وفي المجموع يحدد العنصر الأرق الفرق بين الخطوط الباقية والعنصر الاسمك يحدد ضيقها . وبتدوير P_0 بقدر $90°$ في مستويها ، يستبدل بالخطوط اللامعة الخطوط المظلمة من الجملة $P_0\ L_1\ P_1$ مما يؤدي الى تحريك العصابات المنقولة بالمجموعة بنحو نصف الفرق الذي يفصل بينها .

ومن الممكن انقاص العصابة السابقة الى أقل من نصف الانغستروم (بنحو ١٠ صفائح من الكوارتز أثخانها قريبة من $1,2,...500\ mm$. ويكتفى غالباً بـ ٧ او ٨ صفائح) . وبتغير طول موجتها المتوسط λ_t مع درجة الحرارة θ (بنحو $0,7\,Å$ لكل درجة من أجل $\lambda_t \simeq 6000\,Å$) ؛ فتثبت بوساطة مثبت للحرارة ، ويمكن بالتأثير في θ ، وبالأخذ بعين الاعتبار لوجود عدة عصابات نافذة ، وحسب الرغبة ، فصل هذا المكون او ذاك ، لطيف الخطوط .

ج) في **طريقة الغمس المتجانس** (فقرة ٣-٨) لا يتحقق تساوي القرينة بين الجسم المغموس والسائل الذي يحيط به بصورة عامة إلا من اجل طول موجة واحدة حيث انه ليس لجسمين قانون تبديد واحد . ومرشحات كريستيانن

(فقرة ٩ - ١٣ - أ) تتألف من مسحوق شفاف مغمور في سائل ، له في الدرجة θ نفس قرينة المسحوق للشعاعة λ : هذه الشعاعة تمر دون انحراف في حين أن الشعاعات الاخرى تنحرف انحرافات متفاوتة الشدة . فيمكن هكذا عزل عصابة ضيقة جداً (متغيرة مع تركيب السائل ومع درجة الحرارة) .

د) اخيراً ،عندما تسقط حزمة متوازية مركبة على السطح الفاصل بين وسطين شفافين ، يحدث من اجل قيمة مناسبة لزاوية الورود انعكاس كلي (١٠-١٤٤) للشعاعات ذوات اطوال الموجة الدنيا أو العليا بالنسبة لقيمة λ حسب ما تكون القرينة النسبية $n_{1/2}$ (المفروضة اصغر من الواحد) تزداد او تنقص بدلالة λ ؛ ومنه طريقة للفصل تستعل أحياناً .

٤ - ٣ — استقبال الشعاعات المختلفة

أ) إن مستقبل كاشف الطيف أو مصور الطيف للشعاعات المرئية ، أو ما فوق البنفسجية أو ما تحت الاحمر ، هو حسب الحالة : العين ، او الطبقة الحساسة من آلة التصوير ، أو خلية كهرضوئية أو جهاز قياس حراري صغير طلي بالسناج. وسنعود في الفصل الخامس الى الميزات المقارنة لهذه المستقبلات المختلفة. ونذكّر بأن مجال حساسية العين يمتد من نحو 400 الى 750 m μ ، حيث أن الحدود الدنيا لايمكن بلوغها على الغالب بسبب النقص النسبي للمنابع الضوئية المألوفة بالشعاعات ذوات الموجة القصيرة (عندما تكون قابلة للمقارنة بالاجسام السوداء ، راجع الجزء ٢ الفقرة ٢٠ - ٧) . ومن جهة اخرى لا تفصل العين خيالين قريبين ، دقيقين بالافتراض ، ومضيئين اضاءة كافية ، مالم يكن البعد الزاوي بينهما من رتبة الدقيقة (١٧٤ - ١٠) .

ب) **ان الطبقات الحساسة للوحات التصوير** تسمح بتسجيل طيف كامل ، يدرس على مهل بعد الاظهار والتثبيت ، وذلك خلال زمن قصير جداً أحياناً

(ظواهر خاطفة أو متحولة كالانفجارات والبروق واللهب) . وهي تساعد ، بتأمين زمن تعريض كاف ، على دراسة اطياف قليلة الشدة كاطياف النجوم . ومجال استعمالها، الذي يمتد من 200 الى 700 mμ تقريباً من اجل الطبقات الدارجة الحساسة لجميع الالوان ما عدا الاحمر ، يمكن ان تصل الى 1μ وحتى الى 1,4μ بتحسيس خاص ، وأن تبلغ من جهة أخرى مـا فوق البنفسجي البعيد من اجل الطبقات المعدومة الجلاتين (الفقرة ٤-١٢- ج) .

يتوقف فصل الأخيلة المتجاورة على حبيبات الروسم بعد الاظهار (٤ ، ١٨ - ٥) ، ويمكن تحديدها بنحو 30μ من اجل الطبقات الحساسة السريعة ، وبنحو 10 الى 15μ من اجل الطبقات العادية ، ولبضع الميكرونات فقط من أجل الطبقات الحساسة الخاصة جداً .

ج) **ان المستقبلات الكهرضوئية** ، التي يزداد استعمالها اكثر فأكثر ، يمكن ان تكون خلايا اصدار ضوئية عادية (٦ ، ١٦ - ٢٤) أو أفضل من ذلك مضاعفات ضوئية ذات حساسية كبيرة (٦ ، ١٦ - ٢٥) . وتستوجب ابعادها بصورة عامة وضعها خلف شقوق تعزل في الطيف الشعاعات التي تطلب دراستها (أو خلف جهاز آخر موحِّد للألوان) .

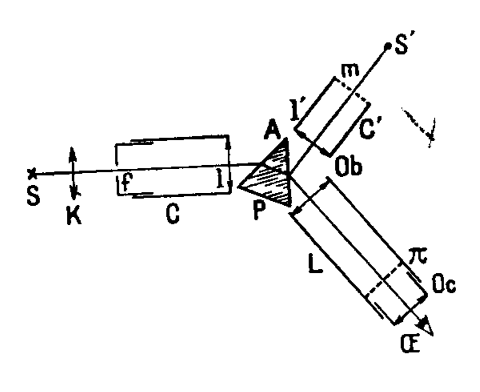
والمهابط ذات أنتموان السيزيوم تناسب أطوال الموجات الادنى من 650 mμ ، ومهابط السيزيوم فوق الفضة المؤكسدة تستخدم حتى 1,1μ . ومن أجل ما تحت الأحمر الأبعد يلجأ الى صمامات ثنائية ضوئية (٦ ،٢١ - ١٩) من الجرمانيوم أو الى خلايا ناقلة ضوئية من كبريت او تللور الرصاص(٦ ،١٩-١٧) .

د) **المستقبلات الحرارية** (انظر الفقرة ٥ - ١٨) **هي** على الغالب اعمدة حرارية ، او محرات طيفية (بولومتر) ، أو ايضاً مقاييس درجة الحرارة الضغطية (نموذج غولي Golay) . وينبغي ضمها كالسابقة الى موحد للألوان . ولها الميزة التالية التي سنعود اليها فيما بعد، وهي انها ليست « اصطفائية » بمعنى ان استجابتها

تتحدد فقط باستطاعة الاشعاع الممتص ، مهما كان طول موجته . ولكنها غالباً ما تكون اقل حساسية من مستقبل اصطفائي اختير جيداً مما يحدد استعمالها في كشف الطيف بدراسة ما تحت الاحمر البعيد ، الذي لا تصلح له لا الطبقات الحساسة التصويرية ولا الخلايا الكهرضوئية .

٤ ـ ٤ ـــ مبدأ كواشف الطيف ذوات المواشير . التبديد والحل .

يبين الشكل ٤ ـ ٢ ، تخطيطياً ، مطيافاً ابصارياً ، مجهزاً بموشور . وأجزاؤه الاساسية هي : مجمعة C ، وموشور مبدد P ، ونظارة L ؛ ويقع المحوران الضوئيان لكل من C و L في مستوي مقطع أصلي واحد من P . فالجهاز يذكرنا اذاً باحدى التركيبات المستخدمة في قياسات قرائن الانكسار (انظر الفقرة ٣ ـ ٤ ـ ب) إنما ليس له دائرة مدرجة .



الشكل ٤ ـ ٢.
كاشف الطيف ذو الموشور . التخطيط المبسط للمبدأ

أ) تتألف **المجمعة** من شق f يوازي حرف الموشور (ناظم على مستوي الشكل) وعدسة لالونية l موضوعة بحيث أن منتصف f يقع في محرقها الجسمي . والاشعاع الذي يطلب تحليله ينور الشق f ، الذي يركز عليه عند الضرورة بمكثفة K ذات عدسة أو ذات مرآة . والاشعة الصادرة من مختلف نقاط f والتي

أصبحت متوازية باجتيازها العدسة I ، تسقط على وجه الدخول من P ضمن ورود يقابل الانحراف الاصغر (الجزء ٤ ، ٥ – ٧) من أجل منتصف الطيف المرئي (مثلاً) .

ب) بعد اجتياز P ، نحصل من اجل كل نقطة جسمية على عدد من الحزم المتوازية المختلفة المنحى بقدر ما يوجد من شعاعات بسيطة في الاشعاع الوارد ، ويكون الانحراف الزاوي اكبر كلما كان طول الموجة اصغر .

والجسمية اللالونية Ob للنظارة ، والناظمية على منحى الاشعة المتوسطة ، تجعل كلاً من هذه الحزم تتقارب في نقطة متميزة من مستويها المحرقي Π . فيتشكل إذن على Π عدد من الاخيلة الحقيقية للشق f بقدر عدد الشعاعات الوحيدة اللون . ومجموع هذه الاخيلة هو طيف الضوء المدروس ، ويمكن ان يكون مؤلفاً من خطوط متمايزة ، أو من عصابات متفاوتة في العرض كما يمكن أن يكون متصلاً في مجال واسع .

والعينية Oc تسمح للعين Œ بفحص هذا الطيف المكبر .

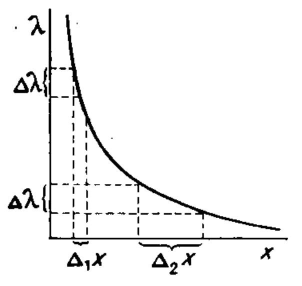
وبحذف Oc ووضع صفيحة أوشريط تصوير في Π (وهذا مـا يؤول الى استبدال آلة التصوير بالنظارة) يحوّل كاشف الطيف الى مصور للطيف. ويصبح الجهاز موحداً للون اذا استبدل بصفيحة الحالة السابقة حاجز كثيف منقوب بشق يحكم في وضعية مناسبة .

ج) اذا وضعنا في المستوي Π مقياس الابعاد الدقيقة، وهو نوع من مسطرة صغيرة مدرجة بخطوط سوداء فوق قاع شفاف ، تهيأت لدينا خطوط استدلال أو مقارنة تحدد المواضع النسبية لمختلف خطوط الطيف (لأن هذه موجهة بصورة موازية لخطوط الطيف) .

هذا ويرجح في بعض الآلات المستخدمة في التعليم استعمال مقياس دقيق

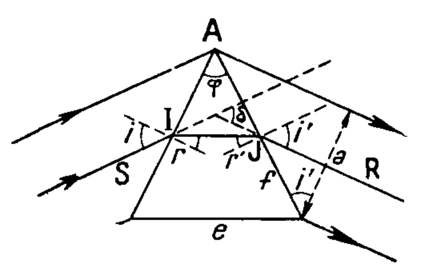
ذي خطوط شفافة متساوية الابعاد على قاع عاتم m (الشكل ٤ — ٢) منور بمنبع مساعد 'S وموضوع في المستوي المحرقي لعدسة 'l ؛ ومجموعة m و 'l تؤلف **مجمعة ذات مقياس دقيق** 'C ، يشكل ضوءها في المستوي Π خيالاً حقيقاً لـ m ، بعد انعكاسه على وجه البروز من الموشور واجتيازه الجسمية Ob .

ليكن x قسم المقياس الدقيق المقابل لطول الموجة λ ، فالمنحني $\lambda = f(x)$ يمكن استنتاجه من القيم المقيسة $x_1, x_2, x_3...$ التي تقابل اطوال موجات معلومة $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3...$. وهو يشبه جزءاً من قطع زائد متساوي الفرعين (الشكل ٤ — ٣) مما يدل على أن الخطوط المقابلة لتغير واحد لطول الموجة Δ λ تكون اكثر تباعداً بقدر ما تكون λ أصغر .



الشكل ٤—٣. — منحني معايرة كاشف الطيف ذي الموشور

هذا ويختار لتكوين الموشور مادة ذات **قوة تبديد** كبيرة بقدر الامكان . فدراسة تكوين الطيف تدخل في الواقع، كما سنرى ذلك ، من اجل كل قيمة من قيم λ ، تبدد مادة الموشور التي تعرّف كناتج القسمة $\frac{dn}{d\lambda}$ على فرض dn تغير القرينة المقابل لتغير صغير جداً من طول الموجة .



الشكل ٤—٤ — حساب الانحراف ، والتبديد ، وقوة الحل لموشور

لتكن φ الزاوية الثنائية للموشور . فالانحراف δ لشعاع AI يقع في مستوي مقطع أصلي يحسب باستعمال تأشيرات الشكل ٤ — ٤ ، كما رأينا ذلك في الفقرة ٥ — ٦ من الجزء ٤ . فمن المعلوم أنه يكون لدينا :

$$\left.\begin{aligned} \sin i &= n \sin r \\ \sin i' &= n \sin r' \\ r + r' &= \varphi \\ \delta &= i + i' - \varphi \end{aligned}\right\} \qquad [٤،٣]$$

وتستنتج منها بالتفاضل ، بين المتحولات ، التي تفرض صغيرة جداً ، والتي تقابل r' و r و n و i' (i و φ ثابتان) العلاقات :

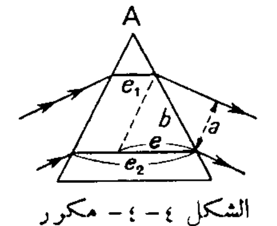
$$\left.\begin{aligned} 0 &= n \cos r \; \mathrm{d}r + \sin r \; \mathrm{d}n \\ \cos i' \; \mathrm{d}i' &= n \cos r' \; \mathrm{d}r' + \sin r' \; \mathrm{d}n \\ \mathrm{d}r + \mathrm{d}r' &= 0 \\ \mathrm{d}\delta &= \mathrm{d}i' \end{aligned}\right\} \qquad [٤،٤]$$

ومنها بحذف $\mathrm{d}i'$ ، و $\mathrm{d}r'$ ، ثم $\mathrm{d}r$:

$$\begin{aligned} \cos i' \; \mathrm{d}\,\delta &= - n \cos r' \; \mathrm{d}r + \sin r' \; \mathrm{d}n \\ &= \cos r' \frac{\sin r}{\cos r} \mathrm{d}n + \sin r' \; \mathrm{d}n \\ &= \frac{\sin \varphi}{\cos r} \mathrm{d}n \end{aligned}$$

ومنه :

$$\frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\sin \varphi}{\cos r \cos i'} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \qquad [٤،٥]$$



الشكل ٤-٤- مكرر

لنفرض a عرض الحزمة (في مستوي الشكل) التي اجتازت الموشور ، و b العرض المفيد من وجه البروز و e السمك الاعظم المجتاز عند قاعدة الموشور (نفرض حرف هذا الاخير قد بلغته

الحزمة الواردة)[١]

فمن $a = b \cos i'$

و $\frac{e}{\sin \varphi} = \frac{b}{\cos r}$

نستنتج ان العلاقة [٤،٥] يمكن كتابتها :

[٤،٦] $$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{e}{a}\frac{dn}{d\lambda}$$

وسيجد القارىء في الجزء ٤ (الفقرة ٢٢- ١ ، والجدول ١ - ٤) معطيات تتعلق بالقرائن والتبددات لمختلف المواد الشفافة . وسنرى (الفقرة ٩ - ١) أنه عندما نجعل λ تتغير فان التبدد يزداد بالقرب من مناطق الامتصاص . فلأنواع الفلنت الثقيل مثلاً تبديد اكبر في المرئي ولكنها تمتص (بصورة مزعجة للاستعمالات الطيفية) ، الاشعاعات البنفسجية (ومنه لونها المصفر) وعلى الاخص شعاعات ما فوق البنفسجي .

د) ان فصل اطوال الموجات المتجاورة جداً غير ممكن الا اذا كانت الخطوط المقابلة لها لا يغطي بعضها بعضاً جزئياً ، مما يفرض في حالة تبديد معين ، حداً أعلى لعرض الشق f (راجع الفقرة ٤ - ١١ - أ) . ولكن الطيف يكون أقل ضياء كلما كان هذا الشق اكثر ضيقاً . ومن المناسب ، من ناحية اخرى ، في مطياف ابصاري اعطاء النظارة L تجسيماً (٤،٢١-٢) قوياً بقدر كاف كيما يتجاوز الفرق بين خطين يسعى في تمييزهما ، حد الفصل للعين (٤،١٧-١٠) . واذا كان الامر يتعلق براسم للطيف وجب اعطاء جسيمته طولاً محرقياً كافياً بحيث ان الفرق بين هذين الخطين يتجاوز حد الفصل للطبقة الحساسة .

---

(١) اذا لم يكن الامر كذلك ، ينبغي عند استعمال تأسيرات الشكل ٤-٤- مكرر فرض $e = e_2 - e_1$.

ولكن ، حتى ولو كان التبديد والتكبير مرتفعين ارتفاعاً كافياً ، فإن ظواهر الانعراج تتدخل لتحديد **قوة حل** الموشور كما سنرى ذلك . وسنفرض تأثير الزيوغ المتبقية ، وكذلك تأثير عيوب صنع القطع البصرية مهملة ، كما هو الحال في الآلات البصرية الجيدة .

وتقابل كل نقطة من شق المجمعة في المستوي π ، لطول الموجة λ ، بقعة ايري (١٥،٥ - ٩) يُرى نصف قطرها من المركز البصري للجسمية ضمن زاوية قريبة من $\frac{\lambda}{a}$ ، حيث a هو عرض الحزمة التي تبرز من الموشور . واذا قبلنا بأن الشرط لإمكان تمييز خطين متجاورين هو ان يكون الفرق الزاوي δ المقابل مساوياً على الأقل لهذه القيمة $\frac{\lambda}{a}$ ، فيجب ان نحصل بموجب العلاقة [٦،٤] على :

$$\frac{e}{a}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\,\mathrm{d}\lambda \geq \frac{\lambda}{a}$$

ومنه قيمة قوة الحل :

$$R = \frac{\lambda}{\mathrm{d}\lambda} = e\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \qquad \text{[٧،٤]}$$

(صيغة اللورد رايلي)

واذا تغيرت n وفق القانون التقريبي (انظر الفقرة ٩-٢) $n = \mathrm{A} + \mathrm{B}/\lambda^2$ على فرض A و B ثابتتين فان $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}$ يتحول مثل $\frac{1}{\lambda^3}$: فقوة الحل هي سبع مرات أكبر في البنفسجي المتطرف ($0{,}4\,\mu$) مما هي عليه في الأحمر المتطرف ($0{,}75\,\mu$) .

في حالة فلنت عادي ، سمكه عند القاعدة $e = 4$ cm ، ومن أجل $\lambda = 0{,}5\,\mu$

تقدر R بنحو 6000 ؛ وباستعمال عدد من المواشير الموضوعة خلف بعضها بعضاً أمكن تجاوز $R = 50\,000$ في الأزرق .

٤ـ٥ . ــ اختيار عناصر كاشف الطيف ذي الموشور .

أ) للمواشير أبعاد عرضية من رتبة بضعة سنتمترات (وقلما تتجاوز ١٥سم) وزاوية ثنائية قريبة من ٦٠°. وعدسات المجمعة والجسمية يستبدل بها أحياناً مرايا مقعرة كروية (استثنائياً مكافئية) مفضضة او مطلية بالالمنيوم وتمتاز بكونها لا لونية تماماً . ولكن هذا الحل يعتمد خاصة عندما ينبغي استخدام الجهاز خارج الطيف المرئي (انظر الفقرة ٤-١٢ و ٤-١٤) . وتعطى هذه القطع الضوئية أطوالاً محرقية واقطاراً كافية للإفادة على أحسن وجه من حل الموشور ، مما يؤدي بالنسبة لمجموعة كاشف الطيف الى ابعاد من رتبة ٦٠ الى ٨٠ سم في حالة الأجهزه الدارجة . ولكن كواشف الطيف الفلكية (الفقرة ١٧-٨) قدتكون اكبر كثيراً ، وبعض كواشف الطيف الصغيرة (الجيبية) لايتجاوز طولها ١٠ الى ١٥ سم : وعند تساوي التدفق ، تتغير استنارة الاخيلة المتشكلة بالجسمية كمقلوب مربع طولها المحرقي .

ب) ينبغي أن يكون الموشور متجانساً تماماً ودون انكسار مضاعف والجدول ٤ - ١ يدل على المواد الاكثر استعمالاً : ففي حالة الطيف المرئي ، يستعمل دوماً تقريباً فلنت كثيف، مبدئياً بقدر ما يسمح تحديد الشفافية المقبول من ناحية البنفسجي. ففي حالة موشور من الفلنت زاويته ٦٠° منضم الى جسمية من ٣٠ سم يكون امتداد الطيف بين الخطين F و C من رتبة السنتيمتر . واستعمال السيليس المصهور أو بلورات مختلفة سيبحث في الفقرتين ٤ - ١٢ و ٤ - ١٤ . والبلورات المستعملة تنتمي الى زمرة المكعب وهي بالتالي متماثلة

الجدول ٤ - ١
المواد المستعملة في صنع المواشير لمناظير الطيف

ملاحظات	مجال الاستعمال (التقريبي)	N_D	طبيعة المادة
	من 0,3 الى 3 µ	1,57	فلنت خفيف . . .
شديد التبديد يمتص مافوق البنفسجي القريب	من 0,4 الى 2,5 µ	1,65	فلنت كثيف . . . .
تبديد في الطيف المرئي أضعف مما هو عليه للفلنت عصابة امتصاص حتى 2,9 µ.	من 0,185 الى 3,5 µ	1,458	SiO_2 المصهور . . .
تبدد ضعيف بين 0,5 و 8 µ. ماص للرطوبة	من 0,2 الى 15 µ (١٧الى 15 µ)	1,544	NaCl (ملح المنجم)
	من 14 الى 8 µ	1,434	CaF_2 (فليورين) . .
	من تحت الاحمر حتى 6 µ	1,394	LiF. . . . . . .
ماص للرطوبة	— — — 23	1,490	KCl (سيلفين) . .
—	— — من 15 الى 27 µ	1,559	KBr. . . . . . .
—	— — — 28 — 40 µ	1,698	CsBr . . . .
—	— — 50 µ	1,788	CsI. . . . . . .
	— — — 20 — 35 µ	2,617	TlIBr. . . . . .
شديد التبديد	من 0.22 الى 5,8 µ	1,629	كبريت الفحم . . .
	(مع عصابات امتصاص في نحو: 0,32 µ و 4 µ)	1,560	سينمات الاتيل . . .

المناحي ضوئياً (٤ ، ١١ - ١) باستثناء الكوارتز الذي خواصه الضوئية تتطلب احتياطات في الاستعمال سنشير اليها في الفقرة ١٢ - ٤ ب .

ويلجأ احياناً الى مواشير سائلة (كبريت الفحم ، أو تفضل سينات الاتيل، التي لا تلتهب مثل CS_2) تحويها احواض رقيقة الجوانب ، من الزجاج عامة . وهي تمتاز بأنها أشد تبديداً من السيليكات ، ولكن تغيرات قرائنها وتجانسها عندما تتغير درجة الحرارة θ هي ايضاً اشد وضوحاً، مما يُضطر معه الى الحفاظ بالدرجة θ ثابتة بتقريب قدره ٠,٠١° مثلاً (بدلاً عن ٠,١° في حالة الزجاج) وهو شرط يصعب تحقيقه في حالات مدات التعريض الطويلة الامد .

ج) ينبغي ان يكون الشق ذا حرفين متوازيين تماماً ، وقد يتغير عرضه من ١ مم الى ٠,٠١ مم تقريباً حسب ما نحتاج من تألق كبير (ثقب عريض)

او من صفاء كبير (شق دقيق) ، ولكن ليس ثمة فائدة من جعل الزاوية ،التي يُرى ضمنها من مركز العدسة المجمعة ، أدنى من الحد $\frac{\lambda}{a}$ الذي يدخـــل في الدراسة التي قمنا بهـــا في الفقرة ٤-٣-د . وحافتا الشق الحادتا المقطع سريعتا العطب . ويوضع أحياناً موشور صغير كلي الانعكاس ، وقابل للنقل والعزل ، فوق جزءٍ من ارتفاع الشق ، مما يسمح عند انارة جزئية بواسطة منبعين مختلفين من مراقبة طيفيهما ، احدهما فوق الآخر .

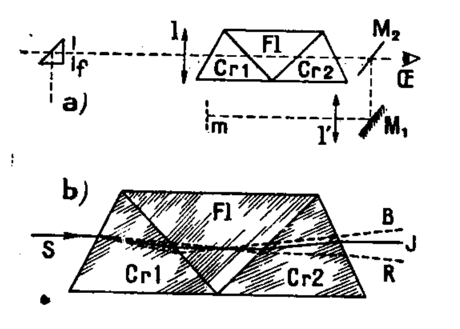
٤ - ٦ . — كواشف الطيف ذوات الرؤية المباشرة ، والانحراف الثابت ، والتسجيل الذاتي .

يمثل الشكل ٤-٥ نموذجاً صغيراً لكاشف الطيف ذي الرؤية المباشرة. وهو يتألف من موشور من الفلنت Fl ، ألصق به موشوران متماثلان من الكراون Cr_1 و Cr_2 ، وحروف هـذه المواشير متوازية ، واتجاهاتهـا وزواياها الثنائية اختيرت بحيث ينعدم الانحراف بالنسبة لشعاعـة من وسط الطيف . وتدعى المجموعة موشور أميسي Amici . ولمـا كان حصر الفلنت والكراون متباينين فتبديداهما لا يتعادلان[1] (الشكل ٤-٥ - b) : وتأثير الفلنت هو المسيطر .

وفي النموذج الممثل على الشكل ٤ - ٥ - a حذفت النظارة : وبما ان الشق f يقع في محرق العدسة r ، فالعين السليمة أو المصححة ترى في اللانهاية أخيلة f

(١) ان حساب موشور أميسي المبدد وذي الانحراف المتوسط المعدوم ، يطرح قضية تذكر بمسألة حساب موشور لا لوني (٤ ، ٨-٢)، ويجب أن يؤمن بالعكس انحرافاً دون تبديد .

التي يؤديها الموشور : فيشكل الطيف على الشبكية . وخيال المقياس الدقيق m، والواقع في اللانهاية، يلاحظ، بعـد اجتياز العدسة l والانعكاس على السطحين M_1 و M_2 ، بالطريقة نفسها . ويمكن تدريجه بأطوال الموجة .



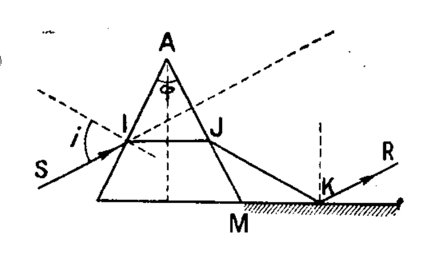
الشكل ٤ - ٥ .

أ) كاشف الطيف ذو الرؤية المباشرة

ب) اجتياز موشور أميسي بأشعة زرقاء B وصفراء J وحمراء R .

هـذه الآلة تساعـد على القيام بقياسات سريعة غـير متقنة ، ولكن يمكن أيضاً استعمال موشور ذي رؤية مباشرة في كاشف طيف اكثر دقة وذي أبعاد أقل صغراً ومجهز بنظارة . وهذا النموذج من المواشير مستعمل جداً للتجارب بالاسقاط .

ب) لاقتياد شعاعتين معينتين، على التوالي ، الى منتصف حقل المراقبة، مع مراعاة شرط الانحراف الاصغر، ينبغي ، في حالة الشكل ٤-٢ ، تدوير المجمعة والنظارة في جهتين معاكستين بالنسبة للموشور الذي يفرض ساكناً. والأيسر هو استعمال تركيبة ذات انحراف ثابت



الشكل ٤ - ٦ .
تركيبة ذات انحراف ثابت

تحوي سطحاً عاكساً M يوازي حرف الموشور كالسطح الذي يمثله تخطيطياً

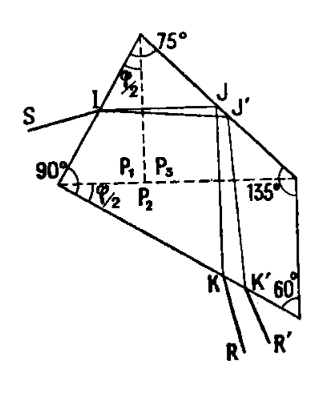
الشكل ٤ ـ ٦ مثلا، حيث المرآة M ناظمية على المستوي المنصف للثنائية الكامرة.

لنلاحظ شعاعاً، طول موجته λ ، يجتاز الموشور ، وهو في وضع الانحراف الاصغر ، وفق SIJK ، مما يفرض بين زاوية الورود i وزاوية الموشور φ وقرينة انكسار هذا الأخير n بالنسبة للشعاعة λ العلاقة :

$$\sin i = n \sin \varphi/2 \qquad [٨،٤]$$

ليكن KR منحى هذا الشعاع بعد انعكاسه على M : فكلا الشعاعين SI و KR مناظران لِ JK بالنسبة لمنحيين ناظمين على M ، والشعاع البارز يوازي اذاً الشعاع الوارد (الانحراف الزاوي معدوم) من اجل الشعاعة λ . واذا جعلنا i تتحول ، أي اذا جعلنا مجموعة الموشور والمرآة تدور حول محور موازٍ للحرف A (مع بقاء المجمعة والنظارة ثابتين) تغير طول الموجة الذي من اجله يتحقق الشرط [٨،٤] .

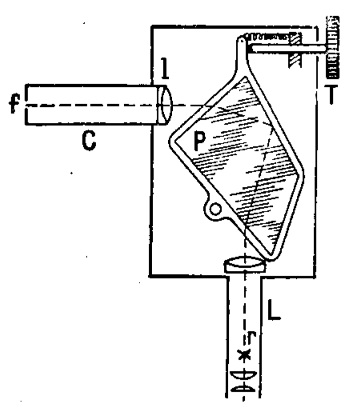
وموشور بروكا ـ بلان Broca-Pellin يعادل مجموعة موشورين كاسرين P_1 و P_2 ، زاويتاهما واحدة $\frac{\varphi}{2}$ ، ومن موشـــور قائم متساوي الساقين ، وكلي الانعكاس P_3 . وحروف هذه المواشير الثلاثة متوازية ، و P_1 و P_2 ملصوقان بوجهي الدخول والبروز للموشور B_3 ، او بصورة ابسط منحوتان في نفس الكتلة ، وموجهان كما يدل على ذلك الشكل ٤ـ٧ . ومن أجل $\varphi/2 = 30^0$ ، وهي قيمة عادية ، يكون للثنائيات P القيم المدرجة على هذا الشكل .



الشكل ٤ ـ ٧ .
موشور بروكا ـ بلان

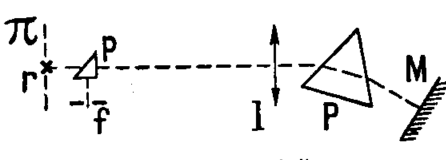
عندما يتوفر الشرط[٤، ٨] تتكافأ الانحرافات عند الدخول في I والخروج من J تماماً ، ويبقى الانحراف الناتج عن الانعكاس في K وهو $\frac{\pi}{2}$. ومن أجل ضوء طول موجته أقصر ، ينحرف الشعاع SI وفق IJ'K'R' ، ويمكن إعادته وفق KR بتدوير الموشور .

يمثل الشكل ٤ - ٨ كاشف الطيف ذا الموشور P ، لِ بروكا - بللان ، حيث دوران الموشور فيه ، يقوده دوران طبل T ، يحمل تدريجاً يتحرك أمام دليل . وتحوي النظارة شبكية r ؛ وطول الموجة للخط الذي يتشكل عند تصالب خيطي r يقرأ على التدريج ، بشك قد يتراوح من بضعة أعشار الميلي ميكرون (في الازرق) إلى بضعة الميلي ميكرون (في الاحمر) . وهذا النوع من الاجهزة حل محل الآلات ذات الميكرومتر .



الشكل ٤ - ٨ .
كاشف الطيف دور الموشور لِ بروكا - بلان

ج) يمكن ضم موشور P لتركيبة **ذاتية التجميع**(٤، ٧-١٠) كما يدل على ذلك الشكل ٩ - ٤ : حيث تلعب العدسة p في آن واحد دور المجمعة بالنسبة للضوء الصادر عن الشق f والمنعكس بالموشور الصغير الكلي الانعكاس p ، ودور جسمية تجمع في مستويها المحرقي π حزم الاشعة المبددة بالموشور P ، والمنعكسة بالمرآة المستوية M (الناظمية تقريباً على الاشعة الوسطى) والتي اجتازت مجدداً P ، مما يضاعف التبديد) .



الشكل ٤ - ٩ .
مبدأ كواشف الطيف الذاتية التجميع

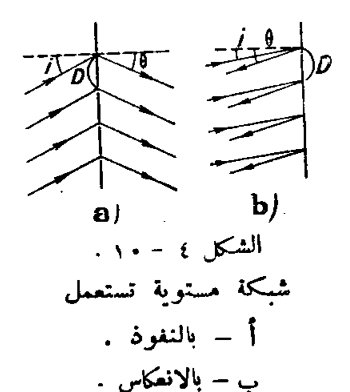
ولكي لا تتوقف الاشعة المتجهة نحو π فإن الموشور p يقع في الحقيقة فوق مستوي الشكل قليلاً ، ويتشكل الطيف اخفض قليلاً ، حيث أن المرآة M جعلت لهذه الغاية مائلة قليلاً . فإذا دورت هذه المرآة (والموشور عند الاقتضاء) حول محور يوازي حرف الموشور ، أمكن استعراض خطوط الطيف المختلفة فوق تصالب خطي محكمة موضوعة في r . وتعرف هذه التركيبة باسم ليتروف Littrov ، وهي تقابل انحرافاً ثابتاً يساوي π . ويمكن زيادة التبديد وقوة الحل باجتياز عدة مواشير كما هو الحال في كواشف الطيف العادية .

٤ ـ ٧ . — مبدأ كواشف الطيف ذوات الشبكة

١) نسمي في بحث الضوء شبكة سطحاً نفرضه في بداءة الامر مستوياً ، وتتكرر عليه ألوف الاخاديد المتماثلة والمتوازية على بعد ثابت تماماً يسمى **الخطوة** ، وهو من رتبة الميكرون . وهذه الخطوط تحدد أشرطة ضيقة ، شفافة أو عاكسة ، تنور بحزمة متوازية (الشكل ٤ - ١٠) . وتتداخل مختلف الحزم المنعرجة (٤ ، من ١٦ - ٤ إلى ١٦ - ٦) بحيث أن الضوء المنقول أو المنعكس يستقر عملياً في مناحي (محددة بزاويتها θ مع الناظم على الشبكة) تحقق الشرط :

$$\sin i + \sin \theta = k \frac{\lambda}{D} \qquad [٩،٤]$$

حيث i هي زاوية الورود ، و k عدد صحيح صغير ، موجب أو سالب ، λ طول موجة الضوء و D خطوة الشبكة . وفي الصيغة [٩،٤] يجب عد الزاويتين i و θ موجبتين في جهة واحدة من الناظم .



الشكل ٤ - ١٠ .
شبكة مستوية تستعمل
أ – بالنفوذ .
ب – بالانعكاس .

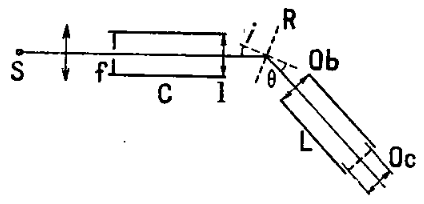
اذا كان الضوء مركباً ، فمجموع الحزم المقابلة لقيمة واحدة من قيم k يمكنها أن تكوّن في المستوي المحرقي لعدسة أو مرآة طيفـــاً يدعى **من المرتبة** k .
والشرط $k = 0$ يقود إلى $i = -\theta$ وتقابله الحزمة النافذة أو المنعكسة نظامياً.

وقيم k الوحيـدة المقبولة هي القيم التي من اجلها $\sin\theta$ محصور بين -1 و $+1$ ، مثلاً من اجل $i = 0$ يجب أن يكون لدينا :

$$|k| < D/\lambda \qquad [١٠،٤]$$

مما يبين أنه يجب ان يتوافق اختيار الخطوة D مع مجال اطوال الموجة التي يرغب في دراستها : وتستعمل شبكات مؤلفة من نحو ٥٠٠ خط في المليمتر $(D \simeq 2\mu)$ من أجل الضوء المرئي ، واكثر رصاً من اجل ما فوق البنفسجي واكثر تباعداً من أجل ماتحت الاحمر . وسنرى أن الشبكات تصلح حتى من أجل قيم مناسبة من قيم D (وقيم i) لدراسة أشعة X والموجات الهرتزية .

ب) لتأليف كاشف للطيف ، تضم للشبكة المستوية مجمعة C ونظـارة L (الشكل ٤ ١١) أو جهاز تصوير كما في الآلات ذوات الموشـــور . لنفرض f الطـول المحرقي للجسمية Ob ، فمن أجل $i = 0$ ، واذا كان $k\,\lambda/D$ صغيراً بقدر كاف ، فخيـال شق المجمعة ، من أجل طول الموجة λ ، في الطيف ذي الرتبة k ، يقع على بعد x من المحرق الاصلي لـ O ، يعطى بالعلاقة :



الشكل ٤ – ١١ . – شكل تخطيطي لكاشف طيف ذي شبكة (بالانتقال)

$$x \simeq f\theta \simeq k\frac{f}{D}\lambda \qquad [١١،٤]$$

من اجل $k=1$ و $f=30\ \text{cm}$ و $D=5\mu$ و $\lambda=0{,}5\ \mu$ نجد $x\simeq 3\ \text{cm}$.

والتناسب الذي يظهر هنا بين x و λ يميز مـا يسمى **بالطيف النظامي** ، ويكون الطيف اكثر انبساطاً واتساعاً بقدر ما تكون D أصغر و k اكبر .

وفي الضوء الابيض ، ومن اجل $i=0$ ، تقابل الطيوف ذات الرتبة ± 2 في الضوء المرئي :

$\frac{1{,}5}{D(\mu)}<|\sin\theta|<\frac{0{,}8}{D(\mu)}$ وتلك التي رتبتها ± 3 تقابل $\frac{3}{D(\mu)}<|\sin\theta|<\frac{1{,}2}{D(\mu)}$

الخ ... فالطيوف تغطي اذن جزئياً بعضها بعضاً وبقدر اكبر كلمـا كانت k مرتفعة اكثر . وتحذف عند الضرورة الشعاعات المزعجة ، بوساطة مرشحة ماصة مثلاً (الفقرة ٤ - ٢) .

ج) لنقدر **قوة الحل** R مفترضين دوماً i معدومة للتبسيط . فمن العلاقة [٤،٩] نستنتج في هذه الحالة :

$$\cos\theta\, d\theta=\frac{k}{D}\, d\lambda \qquad [١٢،٤]$$

ليكن N العدد الكلي لخطوط الشبكية ، فعرض الحزمة البارزة هو (الشكل ٤ - ١٢) :

$$a=ND\cos\theta$$

الشكل ٤ - ١٢ . - حساب قوة الحل لشبكة

وبقبول أن قيمة $d\theta$ الصغرى التي يفرضهـا الانعراج كي ما يمكن فصل خطين متجاورين هي λ/a (راجع الفقرة ٤-٤ - د) يكون لدينا من اجل هذا الحد :

$$\frac{k\, d\lambda}{D\cos\theta}=\frac{\lambda}{ND\cos\theta}$$

ومنه :

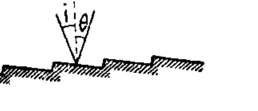
$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = KN \qquad \text{[٤،١٣]}$$

(غير متعلق بـ λ)

هذا وتوجد شبكات تبلغ فيها N رتبة ١٠٠٠٠٠ (وهو ما يقابل ، من أجل $D = 2\mu$ عرضاً $ND = 20$ cm) ما يسمح ببلوغ قوه حل قدرها ٣٠٠٠٠٠ في طيف المرتبة الثالثة ، وهي اعظم من قوة حل افضل كواشف الطيف ذوات المواشير .

٤ ـ ٨ — كواشف الطيوف ذوات الشبكة : أمثلة عن تحقيقها .

أ) تصنع الشبكات عادة بواسطة مرايا مستوية أو كروية (انظر الى مايلي) طبقتها العاكسة (راسب من الألمنيوم) حفرت بواسطة آلة تقسيم جيدة جداً . واختيار جانبية مناسبة (مثلاً الشكل ٤-١٣) يساعد (٤،١٦-٦) في العمل على توزيع الضوء بين أطياف مختلف الرتب وكذلك في تحسين نورانية الشبكة[١] أو تألقها من اجل شروط سير عمل محددة .



الشكل ٤ – ١٣ .
المنظر الجانبي لشبكة سليلية

ان بعض العيوب الدورية الناجمة عن نقص في الآلة المستعملة للتخطيط يمكن ان تكون لها نتيجة تعادل فعل شبكة خطوتها $D' \neq D$ منطبقة على الشبكة المرغوبة : وينتج عن ذلك في الطيف خطوط تسمى « شبحية » ، تقريباً واضحة، وقد تحمل على الخطأ .

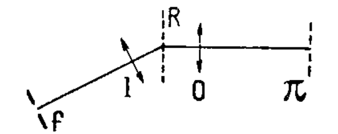
والشبكات الجيدة غالية الثمن جداً . ويمكن بالصب (بالاستعانة بالكولوديون

(١) في حالة شبكة مؤلفة من عصابات شفافة أو عصابات عاكسة تقع جميعها في مستو واحد فإن القسم الاكبر من الضوء المنقول والمنعكس يتجمع دون فائدة في الخيال ذي الرتبة صفر .

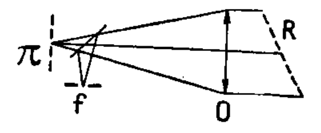
مثلاً) انتاجها على نسخ عديدة ؛ وتستعمل هـذه النسخ في آلات ذات صفات مقبولة أيضاً من اجل العديد من الاستعمالات . هذا ويجب تجنب كل تماس مع سطح الشبكة الذي قد يفسده أقل احتكاك .

ب) يجب ان تكون للعدسات او المرايا المنضمة للشبكات أقطار كافية بحيث يُستعمل السطح المحفور بكامله. وتركيبة الشكل ٤-١٤ ، التي محور الجسمية 0 فيها قريب من الناظم على الشبكة R ، تسمح باستعمال حزم تكون θ من أجلها صغيرة جداً ، وتعطي بالتالي خطوطاً طيفية فاصلتها تابع خطي لطول الموجة .

وتستعمل تركيبة المجمع الذاتي لليتروف (فقرة ٤ - ٥ - ج) مع شبكة (الشكل ٤ - ١٥) ويكفي لذلك تدويرها لتغيير طول الموجة λ للخط الذي



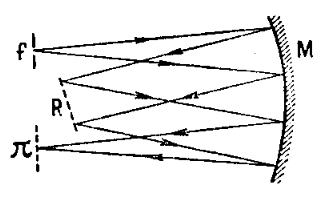
الشكل ٤ - ١٤ .
راسم الطيف ذو الشبكة
(زاوية البروز θ قريبة من الصفر)



الشكل ٤ - ١٥ .
كاشف الطيف ذو الشبكة
تركيبة ليتروف

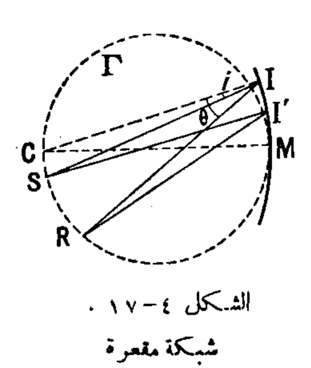
يتشكل على الشبكة (هذه الحالة تقابل قيماً متساوية تقريباً للزاويتين i و θ).

والشكل ٤ - ١٦ يمثل تركب مجمع ذاتي بسيط بوجه خاص (ايبرت فاستي Ebert-Fastie) يستعمل مرآة كروية واحدة M تعمل في شروط تكون معها جميع زيوغها قد انقصت جداً .



الشكل ٤ - ١٦ .
الطيف ذو الشبكة (تركيب إبرت فاستي)

ج) **الشبكات المقعرة** (رولان Rowland) هي مرايا كروية ، نصف قطر انحنائها كبير ، حفرت فيها أخاديد متوازية ومتساوية البعد كالشبكات المستوية لنشرك باحداها منبع ضوء خطي ، يوازي خطوط الشبكة ، التي مركزها S يقع على محيط الدائرة Γ ، التي قطرها CM (الشكل ٤ - ١٧) علماً بأن C هي مركز انحناء المرآة و M مركز سطحها . فكل عنصر صغير من الشبكة يعمل كعنصر من شبكة مستوية . وكل شعاع وارد SI يقابله في الطيف ذي المرتبة K من أجل طول الموجة λ . شعاع منكسر يكون معه :



الشكل ٤ - ١٧ .
شبكة مقعرة

$$\sin i + \sin \theta = K \lambda / D \qquad [٩،٤]$$

حيث D خطوة الشبكة و i زاوية الورود $\widehat{CIS}$ ، و θ زاوية الاستعمال $\widehat{CIR}$ (محسوبة موجبة من جهة i نفسها بالنسبة الى CI) . من أجل شعاع آخر مثل SI′R ، تكون الزاوية i تقريباً نفسها (تبقى ثابتة إذا كانت I′ على Γ بدل أن تكون على محيط دائرة قطرها C) وبالتالي يكون الأمر كذلك بالنسبة الى θ بحيث أن نصفي القطرين IR و I′R يتقاطعان في نقطة R واقعة على Γ .

٤ - ٩ — فائدة القياسات التداخلية

أ) مع أن الشبكات المخططة تجعل ظواهر التداخل تتدخل (مع الانعراج

سوية) فإنه يُحتفظ باسم مقاييس الطيف التداخلية للأجهزة كالتي وصفت في الفصل ١٣ من الجزء ٤ ، التي تكون فيها رتبة التداخل $p = \delta/\lambda$ (حيث δ فرق المسير بين موجتين متطابقتين) ذات قيمة مرتفعة .

وقد ساعدت هذه الآلات على قياس عـــدد من أطوال الموجات ، بدقة كبيرة جداً ، بحيث تستعمل كعيارات يرجع إليهـا (فقرة ٤ – ١٨) ، وعلى فصل أطوال موجات متجاورة للغاية (فقرة ١٤ ١٨) ، وعلى دراسة جانبية الخطوط (الفقرة ١٣ – ١٠) . ويمكن أن يكون لها ، كما ثبت ذلك حديثاً ، تألق اكبر ، مع تساوي الأشياء الاخرى ، مما للأجهزة ذوات الموشور أو ذات الشبكة (انظر الفقرة ٤ – ١١) .

ب) ليكن جهاز تداخل ذو فرق كبير في المسير δ . فإذا كانت رتبة التداخل المقابلة $p = \delta/\lambda$ هي مثلاً 500 000 ، وكانت الاهداب دقيقة بقدر كاف ، بحيث يمكن تحديد موضعها بتقريب قدره 1/20 تقريباً من البعد الذي يفصلها (يقال حينئذٍ أن عامل الدقة هو 20) تكون قوة الحل النظرية :

$$R = \left|\frac{\lambda}{d\lambda}\right| = \frac{p}{dp} = \frac{500\ 000}{1/20} = 10^7.$$

ج) **للشبكات السلّمية** (٤ ، ١٦ – ٦ – د) قوة حـل قابلة للحساب بالصيغة نفسها ($R = KN$) كالشبكات العادية، حيث N هنا هو عدد الدرجات (٣٠ مثلاً) و K عدد أطوال الموجة التي يحتوي عليهـا فرق المسير الكائن بين الشعاعين المنعرجين بعنصرين متجاورين من الشبكة . ولما كانت k تستطيع أن تبلغ عشرات الالوف ، فإن R تكون بالتالي من رتبة المليون . وقد استعملت قوة الحل هذه ، المرتفعة جداً ، لفصل المركّبات القريبة جداً من بعضها لخط طيفي معقد (الفقرة ٤ – ١٦) . وبما أن طيوف مختلف الرتب تتطابق ،

فتفسيرها وتأويلها يصبح مستحيلاً إذا لم نعمل على عصابات طيفية ذات عرض ضيق جداً .

والشبكة السلمية ، قد توضع فوق سطيحة كاشف طيف عادي ، بين المجمعة والنظارة ، ناظمية على الاشعة الواردة ؛ وينظر في منحىً قليل الميل جداً على الناظم على الصفائح . ويفحص خط بعد عزله بواسطة موشور يرسله إلى شق المجمّعة . وهذا الجهاز لم يعد يستعمل وتفضل عليه اليوم تلك التي سنصفها فيما يلي :

٤ - ١٠ - الاستعمالات الحديثة لمقاييس التداخل في القياس الطيفي

أ) جهاز فابري وبيرو (٤ ، ١٣ - ٥) الذي سنشير إليه اختصاراً بالحرفين ف.ب ، يستطيع كما بينت أعمال جاكينو Jacquinot وتلاميذه الحديثة ، أن يؤدي خدمات كبيرة جداً بقيامه بدور العنصر المبدد من مقياس طيف ذي مستقبل كهرضوئي[١] .

والتدفق الضوئي المقيس F هو الذي يعطيه ف.ب بجوار مركز حلقاته في اللانهاية ، وهو معزول بحاجز دائري ، عُين قطره بعناية . ومن أجل شعاعة طول موجتها λ ، يمر F بقيمة عظمى من أجل كل قيمة صحيحة من مرتبة التداخل $p = \delta / \lambda = 2\,ne/\lambda$ حيث n هي قرينة الوسط الذي يفصل صفيحتي مقياس التداخل و e بعدهما . ويسقط هذا التدفق سريعاً جداً الى الصفر حالما نبتعد عن قيم p الصحيحة بالتحولات الطارئة على n أو e أو λ .

---

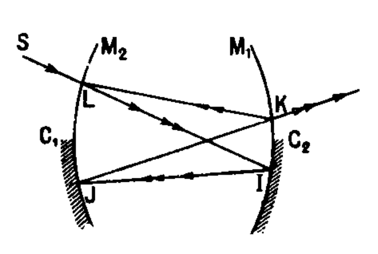
(١) السطحان المفيدان من صفائح القياس التداخلي هما ، في النماذج الحالية ، مغطيان بطبقتين عاكستين غير ماصتين متعددتي مواد العزل (٤ ، ١٣ و ١٦ - ١٣) ، وحالتين محل طبقات الفضة او الالمنيوم المستعملة سابقاً .

وبشرط تجهيز مقياس الطيف بوحد للون متقن، يجنب تطابق القيم العظمى للضوء المقابل لرتب تداخل مختلفة ، يمكن بتغيير متواصل لـ n أو لـ e ، الحصول بالتوالي على استجابات من المستقبل لجميع اطوال الموجة الكائنة في احدى العصابات الطيفية ، وتسجيل الطيف المقابل .

ب) يحصل على تغيرات القرينة n بسهولة كبيرة ، وذلك بوضع الـ ف.ب في حوض يحتوي على غاز يغير ضغطه (انظر الفقرة ٣ – ٢)؛ ويمكن بالاضافة الى ذلك التحكم في انتقالات المسجل المنضم المستقبل بحيث تكون متناسبة وتغيرات الضغط، وبالتالي اذن وتغيرات λ . ففي حالة الهواء مثلا ، اذا انخفض هذا الضغط بقدر ١ ضغط جوي حتى بلغ جوار الصفر فان $\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{dn}{n} \simeq 3.10^{-4}$. وهذا التغير غير كاف غالباً لمسح العصابة الطيفية كلها التي يراد تحريهـــا . ولكن اذا أثرنا في السمك e ، فيجب أن يتم ذلك ببطء شديد ، كأن تحرك مثلاً ، بوساطة مخففة مرنة للحركة (من مرتبة 1/5000) ودون لعب، صفيحة معدنية ثبتت في مركزها إحدى صفيحتي الـ ف ب .

ويمكن من جهة أخرى (شابال وجاكينو Chabbal et Jacquinot) بالرجوع الى الثخن الأصلي بعد جعل e تتحول بقدر $\lambda/2n$ ، ارتياد الطيف بعصابات طيفية متتالية تقابل رتب تداخل ... $p, p+1, p+2$.

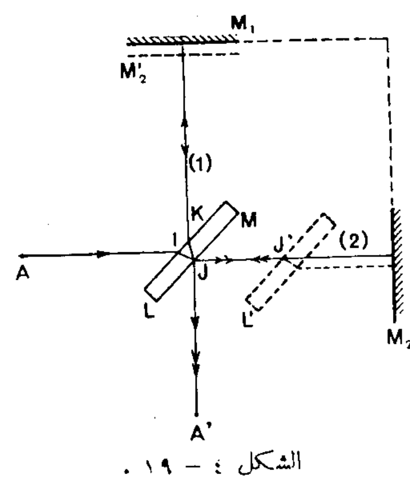
ج) اثبت كونز Connes ، أنه عندما يكون بعد الصفائح ، الذي هو من رتبة بضع سنتيمترات على الأقل ، ليس في حاجة للتغيير ، يكتسب ايضاً في التألق (عندما تكون قوة الحل مرتفعة جداً) بأن يستبدل بالمرايا المستوية مرايا كروية مقعرة ، بحيث أن كل واحدة يقع مركز انحنائها عند رأس الأخرى . وكل واحدة من الكرتين عاكسة كلياً بنصف سطحها ، ونصف عاكسة على الاخر (الشكل ٤ – ١٨) بحيث أن شعاعاً وارداً ما SI يولد عدداً لا نهاية له من الأشعة التي تبرز مختلطة (وليست موازية كمـــا هو الحال في الـ ف بذي الوجوه المستوية) متبعة



الشـكل ٤ – ١٨ .
مقياس التداخل ذو الوجهين الكرويين (كونز)

مرة أو عدة مرات على التوالي المسير IJKLI . وقد استعملت هذه التركيبة في ما تحت الأحمر .

د) استعمل الباحث نفسه مقياس تداخل مايكلسون (٤ ، ١٣ - ٣) ذا فرق في المسير صغير جداً ، ومحكم التوازي بأن استبدل بالمرآتين M_1 و M_2 (الشكل ٤ - ١٩) شبكتين مستويتين . وهما مائلتان بحيث أن شعاعة طول موجتها λ_0 تكون في الطيف ذي المرتبة الاولى (مثلاً) منعكسة كما لو كانت كذلك بفعل مرآة ناظمية على الشعاع الوارد .



الشكل ٤ - ١٩ .
مقياس تداخل مايكلسون (المبدأ)

وبإمالة الصفيحة المكافئة L' تدريجياً تتحول رتبة التداخل خطياً بدلالة الزمن، ويتحول حينئذ التدفق الخارج من مقياس التداخل دورياً ، فتستلمه خلية كهرضوئية متبوعة بمضخم لا ينقل المركبة المتناوبة للاشارة الحاصلة . والشعاعات ذوات طول الموجة λ_0 وحدهـا تعطي نسبة تعديل محسوسة . أما تلك التي اطوال موجتها مجاورة لها فتدرك أيضاً من قبل الخلية ، ولكن التدفق الضوئي بالنسبة اليها لا يتغير ، والاشارة المقابلة لا ينقلها المضخم.

وهنا ايضاً لا يستوجب الجهاز شقاً ضيقاً ، ولذلك فهو مضيء جداً . وقد استعمل في ما تحت الاحمر جهاز شبال Chabbal الملائم بالأحرى من أجل المرئي وما فوق البنفسجي .

هـ) لنفرض ايضاً مقياس تداخل يتغير فيه فرق المسير خطياً بدلالة الزمن فالتدفق الخارجهو بالتالي، من اجل كل شعاعة λ ، يتغير بتواتر يتناسب و$1/\lambda$. ويؤدي مستقبل كهرضوئي منضم ، بدلالة الزمن ، تياراً i ، هو مجموع توابع دورية . فمن الممكن ، بمعرفة تحولات $i = f(t)$ ، حساب هذه التوابع المختلفة (كما تحسب مدروجات تابع دوري ما ، راجع الجزء ٣،٣-٥) ومنها استنتاج قانون تحولات التدفق بدلالة طول الموجة في الاشعاع الذي يدرس . وهذه

الطريقة في قياس الطيف التي تدعى « بحولة فورية » قد طبقت في علم الفلك لدراسة بعض طيوف ما تحت الأحمر القليلة الشدة .

٤ - ١١ . — الحل والتألق في قياس الطيف

أ) إن الخاصة الأولى لمقياس الطيف هي فصل شعاعات متجاورة بقدر ما تستلزمه الدراسات المقدرة له ، والثانية هي أن يكون مضيئاً بقدر الامكان .

وقوة الحل $R = \lambda/d\lambda$ ، حيث $d\lambda$ أصغر فارق لطول الموجة يمكن إدراكه بالقرب من λ ، تكون ، في حالة جهاز كامل من وجهة نظر الضوء الهندسي ، وعندما يكون شق الدخول فيه لا متناه في الدقة ، محددة بالانعراج بالقيمة :

$$R = e\,\frac{dn}{d\lambda} \qquad [٤،٧]$$

وذلك في حالة موشور قرينته n وسمكه عند القاعدة e (الفقرة ٤–٤ – ج) ، وبالقيمة :

$$R = kN \qquad [٤،١٣]$$

في حالة شبكة ، العدد الكلي لخطوطها N ، وتستعمل ضمن الورود الناظمي ، في الطيف ذي الرتبة k (الفقرة ٥ ، ٤ – ٧ – ج) . ويمكن أن تكون أكبر كثيراً لتركيبة تداخلية ذات فرق كبير في المسير (فقرة ٤ – ٩ – ا) .

لاستعمال قوة الحل هذه بصورة كاملة ، ينبغي أن يسمح المستقبل المنضم إلى جهاز التبديد بتمييز الأخيلة مفصولة تماماً بواسطة هذا الجهاز ، ويفرض ذلك استعمال عينية قوية بقدر كاف ، في حالة المراقبة العينية ، أو عدسة جسمية ذات بعد محرقي كبير بقدر كاف ، في حالة المستقبلات الاخرى (الفقرة ٤ – ٣) .

إن استعمال منبع هو شق f عرضه غير مهمل يُنقص من قوة الحل الفعلية R :

فإذا كانت نسبة العرض الزاوي لـ f (المرئي من مركز العدسة المجمعة) إلى العرض الزاوي لخيال انعراج نقطة هي 1/2 فالتخفيض $\frac{dR}{R}$ لا يبلغ إلا نحو 10% . وإذا كانت هذه النسبة تتجاوز الواحد بكثير فان عرض الشق هو الذي يحدد الحل .

ب) ينبغي تعريف التألق باسلوبين مختلفين ، حسب طراز المستقبل المستعمل . فإذا كان هذا الاخير حائزاً على بنية حبيبية خاصة (حالة العين أو لوحة التصوير) ، وعرض الاخيلة الوحيدة اللون يساوي على الاقل عرض العناصر المستقبلة ، فإن استنارتها E [١] هي المهم اعتبارها ، ويُعرف التألق كحاصل القسمة $\mathcal{L}_1 = E/L$ ، حيث L هو لمعان المنبع .

يقابل عنصر من المنبع مساحته dS عنصراً من الخيال مساحته dS' ، يتلقى تدفقاً $\tau L dS \Omega$ حيث τ هو عامل توصيل الآلة ، و Ω الزاوية المجسمة للحزمة المفيدة الصادرة عن المنبع . لنفرض ψ الزاوية المجسمة لهذه الحزمة نفسها عندما تتقارب على الخيال ، فيكون لدينا وفق علاقة لاغرانج (٤ ، ٩ - ٦) ، وحيث الخيال والجسم كلاهما في الهواء أو في الخلاء :

$$\Omega dS = \psi dS'$$

ومنه :

$$E = \frac{\tau L dS \Omega}{dS'} = \tau L \psi$$

و

$$\mathcal{L}_1 = E/L = \tau\psi \qquad [١٤٠]$$

ومن المفيد زيادة ψ ، (أي من أجل قطر ضوئي مفروض) ، انقاص الطول المحرقي ، ولكن ذلك يتم على حساب قوة الحل . على أن المحاكمة السابقة

(١) من اجل تعاريف المقادير الضوئية القياسية ، راجع الفقرة ٥ - ٢ .

ليست صحيحة إلا اعتباراً من عرض شق جسمي كاف : فعندما يسعى هذا العرض نحو الصفر ، يسعى التألق ايضاً نحوه .

ج) في حالة المستقبلات الكهرضوئية والحرارية ، تتعين استجابتها بالتدفق F الذي تتلقاه ، ويعرف التألق بالعلاقة :

$$L_2 = F/L \qquad [١٥،٤]$$

وتزداد L_2 بصورة متناسبة والعرض المفيد من شق الدخول (اذا كان خيال هذا الشق يغطي المستقبل كلياً) ولكن ذلك يتم أيضاً على حساب R . وفي هـذه الحالة يمكن البرهان على أنه في افضل الشروط (اذا كانت القطع الضوئية كاملة بصورة كافية ، واختيرت الحظارات على افضل وجه) لا يتوقف الجداء RF/L ، من اجل كل طول موجة ، الا على نموذج مقياس الطيف المستعمل وابعاده . مثلاً اذا ضوعفت فتحة شق الدخول في مقياس طيف ذي موشور ، تضاعف في آن واحد التدفق البارز ، من اجل طول كل موجة ، وعرض أخيلة الشق الوحيدة اللون (طالما تأثير الانعراج غير راجح) مما يؤدي الى قسمة قوة الحل على اثنين .

أثبت ب . جاكينو P. Jacquinot أنه يمكن ان نكتب :

$$RF/L = S\tau C \qquad [١٦،٤]$$

حيث S هو سطح العنصر المبدد (السطح المفيد من الموشور ، او الشبكة أو صفيحتي الـ ف . ب) و τ عامل النفوذ ، والعامل C ، من أجل مقياس لفابري ـ بيرو ، يساوي 2π ، في حين أنه من أجل شبكة هو من الشكل Kh (h الارتفاع الزاوي للشقوق) ، ومن أجل موشور ، من الشكل $h \; K\lambda \frac{dn}{d\lambda}$. و $K(<1)$ هو نفسه عدد يتجاوز 0,8 بمجرد ما تصبح قوة الحل الفعلية أدنى من

ربع قيمتها النظرية من اجل العنصر المبدد المستعمل .

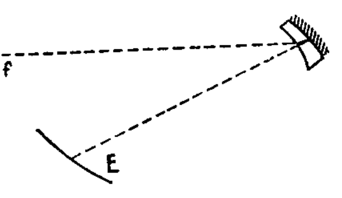
من اجل الأجهزة التي يمكن تحقيقها تقود هذه الصيغ الى النتائج التالية : **من أجل قيمة واحدة لقوة الحل** (مهما كانت هذه القيمة) يستطيع مقياس الطيف ذو الشبكة انفاذ تدفق نحو عشر مرات اكبر من مقياس الطيف ذي الموشور ، ومقياس طيف لـ ف.ب ، تدفقاً نحو ثلاث مئة مرة اكبر من مقياس طيف ذي شبكة. وهكذا تتبين اهمية الاعمال التي تستمر الآن لتحقيق مقاييس الطيف التداخلية واستخدامها العملي .

٤ ـ ١٢ • ـــ كواشف الطيف لما فوق البنفسجي .

أ) في ما دون $0,4\mu$ (تقريباً) ، تستعمل مواشير وعدسات من الكوارتز وأحياناً من الفليورين ، أو تستعمل ايضاً شبكات عوضاً عن المواشير ، ومرايا بدلاً عن العدسات . والشكل ٤ ـ ٢٠ يبين بصفة مثال ، راسماً للطيف لما فوق البنفسجي (جوبان ـ ايفون Jobin-Yvon) ذا موشور من الكوارتز P ، ومرآة مجمعة M (المرآة المستوية 'M لا تفيد إلا في طيّ الحزم لتقصير طول الآلة) وغرفة تصوير ذات عدسة من الكوارتز 0 . وربما ان هذه الجسمية ليست لا لونية، فإن الطبقة الحساسة E هي كما نرى مائلة جداً على المحور O . والموشور P هو من طراز كورنو الذي سنصفه في الفقرة ١٢-٤-ب .

الشكل ٢ ـ ٤ . ـ مثال لراسم الطيف لما فوق البنفسجي (جوبان وايفون)

وموشور فيري Féry (الشكل ٤ – ٢١) وهو من الكوارتز أيضاً يتجنب بوجوهه الكروية (وجهه الخلفي مطلي بطبقة معدنيـة) استعمال عدسة مستقلة (أو مرآة) . وبسبب ميل الحزم فان الأخيلة تكون مشوبة باللانقطية (٤، ٩ – ٨) : يُشكل الطيف بوساطة المستقيمات المحرقية الموازية للشق الجسمي .



الشكل ٤ – ٢١ - . مخطط لراسم الطيف ذي الموشور المنحني الوجوه (فيري) .

ان التركيبات المشابهة لتركيبة إبرت - فاستي(Ebert - Fastie) (الشكل ٤ – ١٦) هي مناسبة لنطاق ما فوق البنفسجي ، وأفضل منها ايضاً التركيبات ذوات الشبكة المقعرة (الشكل ٤ – ١٧) لأن السطوح المعدنيـة للمرايا لا ترد ، في حالة الموجات القصيرة جداً ، إلا جزءاً ضئيلاً من الضوء الوارد .

وتحت 200 mμ (تقريباً) يصبح الهواء نفسه ماصـاً (الفقرة ١ – ١٠) وهذا يقود الى ضرورة تخلية الهواء من مسجلات الطيف (او في بعض الحالات لملئها بالآزوت) .

ب) لا يعرف حتى الآن تخطيط شبكات خطوطها D أدنى من بضعة اعشار الميكرون ؛ فالنسبة λ/D هي اذن دوماً صغيرة جداً في ما فوق البنفسجي البعيد . ومن الممكن ، رغم ذلك ، الحصول على طيوف تنتشر بقـدر كاف ، وذلك باعطاء زاوية الورود i قيمة قريبة من $\frac{\pi}{2}$ كما سنرى ذلك بمناسبة الاشعة السينية (الفقرة ٤ - ١٣) التي لا تزال من أجلها هذه الطريقة (المسماة طريقة **الشبكة المماسة**) قابلة للاستعمال .

– ٥- تذكر التجربة التالية باستعمال شبكة مماسة في الضوء المرئي : عندما ننظر سلكاً متوهجـاً بالانعكاس على سطح مسطرة مقسمة الى ميليمترات (محفـورة

بعمق) يلاحظ طيف إذا كان الورود ملامساً تقريباً ، مع أن λ/D هي هنا صغيرة جداً .

ج) المستقبلات الحرارية هي على الغالب غير صالحة لدراسة طيوف ما فوق البنفسجي ، لعدم وجود استطاعة مشعة كافية . أما المستقبلات التصويرية فمناسبة لذلك ، ولكن جيلاتين لوحات التصوير العادية يصبح ماصاً تحت 200 mμ تقريباً ، مما يؤدي الى استعمال لوحات طبقتها الحساسة رقيقة جداً أو مغطاة بطبقة مفلورة (سليسيلات المتيل) .

إن ظهور الخلايا الاصدارية الضوئية الحساسة – وبصورة خاصة تلك المسماة المضاعفات الضوئية الالكترونية (٦ ، ١٦ – ٢٥) – قد أتاح تطوير تقنيات القياس السريع جداً في مجال القياس الطيفي لما فوق البنفسجي ، التي سنتكلم عنها في الفقرة ٥ – ٢ .

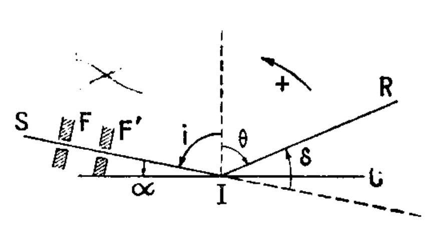
٤ ـ ١٣ . ـــ كشف طيف الاشعة السينية :

أ) ان المستقبلات المستخدمة للأشعة السينية تعتمد على الخواص التالية التي أشير اليها في الفقرة ١ – ١١ : ان هذه الأشعة تهيّج الفلورة المرئية لبعض الأملاح مثل تنغستات الكالسيوم أو كبريت التوتياء المنشط ، وتؤثر في الطبقة الحساسة من لوحة التصوير ، وهي تأين أغلب المواد ، وبصورة خاصة الغازات . وعداد غايغر (٦ ، ١٧ – ١٠) هو الكاشف الأكثر حساسية لها ؛ واستعمال غرفة تأين (٦ ، ١٧ – ٥) يساعد على قياس شدة الحزمة السينية .

ب) في مجال اطوال الموجة المميزة للأشعة السينية (من رتبة 0,1 الى 20 Å) تكون قرينة جميع المواد ، (الأقل من الواحد) ، لا تختلف عن الواحد إلا ببضع أجزاء من مائة الف ، مما يستبعد معه ، من أجل الكشف عن

الطيف استعمال العدسات أو المواشير . ولعوامل الانعكاس من جهة أخرى قيم ضعيفة جداً لا تسمح باستعمال المرايا ضمن ورود ضعيف . وقد يمكن أن يكون ثمة انعكاس كلي للأشعة السينية التي تصادف سطحاً معدنياً أو زجاجياً في الفراغ أو الهواء ، ولكن فقط لورود قريب من $\pi/2$ أي ملامساً تقريباً .

من الممكن إذاً الحصول على طيوف للأشعة السينية بطريقة **الشبكة المماسة** (الفقرة ٤ - ١٤ - ب) .



الشكل ٤ - ٢٢ . - الشبكة المماسة

ولاثبات العلاقة التي تُطبق حينئذ ، لنحوّل الصيغة :

$$\sin i + \sin \theta = k\lambda/D \quad [٤ ، ٩]$$

التي فيها الزاوية θ سالبة ، وفقاً لمصطلحات الشكل ٤ - ٢٢ . لنفرض $\alpha = \frac{\pi}{2} - i$ ، فانحراف الشعاع SIR هو $\delta = \alpha + \frac{\pi}{2} + \theta$ ، ومن أجل $k = 1$ يكون لدينا :

$$\cos \alpha - \cos (\delta - \alpha) = \lambda/D$$

ومنه ، علماً بأن الزاويتين α و δ صغيرتان :

$$(\delta - \alpha)^2 - \alpha^2 \simeq 2\lambda/D \quad [٤ ، ١٧]$$

مثال : من أجل $\lambda = 20\ \text{Å} = 2.10^{-4}\ \mu,\ D = 1\ \mu,\ \alpha = 10' \simeq 0{,}003\ \text{rd}$

يكون لدينا : $(\delta - \alpha)^2 = 4.10^{-4} + 9.10^{-6}$

ومنه $\simeq 2.10^{-2}\ \text{ad}$

أي أكثر قليلاً من درجة واحدة .

لعدم توفر المجمعة تكون الحزمة الواردة محددة بشقين دقيقين F و F′ ،

وتستقبل على لوحة تصوير ، أو في غرفة تأين قابلة للتوجيه على نوع من مقياس الزاوية (الفقرة ٣ – ٤ – b) .

ج) إن استعمال الشبكة الماسة قد أتاح حساب أطوال الموجة لبعض حزم الاشعة السينية مباشرة . وبجعل هـذه الحزم تنعرج على بلورات مختلفة (٤ ، ١٦ - ١٠) أمكن هكذا تقدير الابعاد d لمستوياتها الشبكية ، ومن ثم بالعكس استعمال إحدى البلورات المدروسة هكذا لتعيين أطوال الموجة للحزم السينية الاخرى .

والشكل ٤ – ٢٣ يبين تبسيط تركيب الجهاز : فحزمة رفيعة صادرة من المنبع S ومحددة بالشقين F و F′ تسقط في I على البلورة وتنعكس عندما يحقق ورودها (الزاوية مع الناظم على المستويات الشبكية المفيدة C) صيغة براغ[1]:

$$2\,d \cos i = k\lambda \quad (k \text{ عدد صحيح}) . \qquad [٤،١٨]$$

تتلقى الاشعة المنعكسة في R . وعندما تدوّر البلورة حول محور مار من I وناظم على مستوي الورود SIN ، فإن الشعاعات الوحيدة اللون التي تؤلف الاشعاع الوارد تنعكس بالتتابع مشكلة على لوحة التصوير الموضوعة في R آثار خطوط مستقيمة تشكل الطيف .

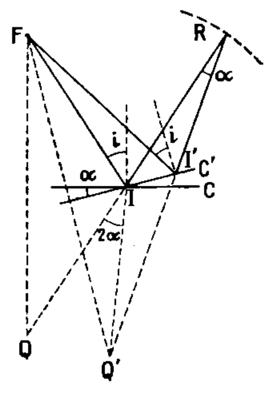
S N R F F′ i i C I

الشكل ٤ – ٢٣
الانعكاس الاصطفائي على بلورة

وهنا أيضاً يمكن استعمال غرفة تأيين قابلة للتوجيه . ومن السهل رفع الشك عن العامل k بمقارنة قيم i التي يحصل من أجلها انعكاس .

(١) ثمة تصحيح صغير جداً متعلق بوجود قرينة انكسار تختلف قليلاً عن ١ ، وضروري عندما يبحث عن دقة كبيرة .

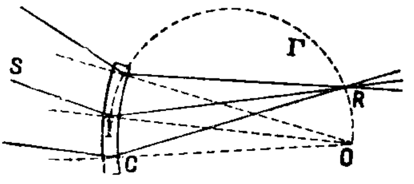
يمكن التحرر من استعمال الشق الثاني F′ ، والحصول عند R على أخيلة واقعية لـ F تشكلها مختلف الشعاعات البسيطة. وفي الحقيقة (الشكل ٤ – ٢٤) لنفرض i زاوية الورود العائدة الى الانعكاس الاصطفائي للشعاع FIR . فهذا الشعاع وحده هو الذي ينعكس من بين جميع الاشعة التي تسقط على المستويات الشبكية C . وإذا دورنا البلورة بزاوية قدرها α ، الأمر الذي يقود C الى C′ ، فإن الشعاع الجديد المنعكس اصطفائياً I′ R ، والذي يقطع الشعاع السابق في R ، يحدث أيضاً الزاوية i مع الناظم على C′ ؛ وبالتالي يصنع مع IR الزاوية α .



الشكل ٤ – ٢٤ .
طريقة البلورة الدائرة

لنفرض Q و Q′ نظيرتي F بالنسبة الى C و C′ على التوالي ، فيكون (٤ ، ١ – ٧) $\widehat{QIQ'} = 2\alpha$. ومنه IR = IQ = IF مهما كانت قيمة α . وبتدوير البلورة بصورة متواصلة نحصل اذن في R على خيال ثابت لـ F من أجل طول الموجة λ . والاخيلة الناتجة عن الشعاعات الاخرى تقع جميعها على محيط الدائرة التي مركزها I ونصف قطرها IF . ويمكن ان نستعمل كمستقبل شريط تصوير قد أحني وفق قوس من هذه الدائرة وسنقدم في الفصل ١٤ أمثلة للطيوف التي يتم الحصول عليها هكذا .

د) تخيلت الآنسة كوشوا Cauchois جهازاً اكثر ضياءً حيث أنه يتيح استعمال منبع واسع. وهو يتألف (الشكل ٤ – ٢٥) من صفيحة بلورية (ميكا) أحنيت على



الشكل ٤ – ٢٥ . – راسم الطيف للأشعة السينية ذو البلورة المنحنية (كوشوا)

شكل اسطوانة C ذات قاعدة دائرية ، محورها 0 بحيث أن جميع المستويات الشبكية الناظمة على وجوه البلورة تمر بالنقطة 0 . فمن أجل كل واحد منها ، يوجد في مستوي الشكل ، شعاع وارد مثل SI يحقق الشرط [١٤،٤] . ومحاكمة شبيهة بتلك التي اجريت في حالة الشبكية المقعرة (فقرة ٤ - ٨ - ج) تبين أن مختلف الاشعة المنعكسة هكذا تتجمع في نقطة بؤرية R تقع على محيط الدائرة Γ التي قطرها IO . وبتنظيم شريط تصوير على اسطوانة القاعدة Γ ، يمكن تسجيل طيف عليه . واضح الخطوط تماماً .

هـ) تبين العلاقة [١٤،٤] أنه لا يمكن أن يكون ثمة انعكاس اصطفائي (من أجل $\theta \neq 0$) إلا اذا كان $\frac{\lambda}{2d} < 1$. فيجب اذن ان يكون بعد المستويات الشبكية ـ وكذلك الخطوة D في حالة الشبكيات ذوات الخطوط (فقرة ٤ ـ ٦) - مختاراً وفق مجال الشعاعات التي هي قيد التحليل . والجدول ادناه يبين بعض قيم d المستعملة غالباً :

البلورة	الملح الصخري	الكلسيت	الجص	الميكا	حمض المليسيا
d (بـ Å)	2,81	3,03	7,58	10,1	73,5

و) طريقة دباي وشيرر Debye - Scherrer ترتكز على اسقاط الحزمة السينية الضيقة على ذرور يحصل عليه بسحق البلورة بشكل حبيبات دقيقة بقدر كاف ، وبما ان هذه الحبيبات تتجه الى جميع المناحي والانعكاس يحدث على جميع المستويات الشبكية بحيث تستجيب i للشرط [١٤،٤] . وعلى لوحة تصوير ناظمية على الحزمة الضيقة الواردة (التي نفرضها رفيعة جداً) نحصل على طيف مؤلف من سلسلة من الدوائر المتمركزة . ويمكن ان لا يسجل منه الا جزء من هذه الحلقات على شريط اسطواني أُعد بصورة موافقة (تطبق هذه الطريقة في تعين البنيات اكثر من طريقة طول الموجة) .

ز) تستعمل طريقة المرشحات لفصل الاشعة السينية. فالعناصر المختلفة تبدي في الواقع بالنسبة لبعض الاشعة امتصاصاً اصطفائياً (الفقرة ١٤-٢٠) . فبالنسبة لشعاعة معينة يزداد الامتصاص بسرعة مع العدد الذري ، وتحذف هكذا في التطبيق الشعاعي الاشعة السينية الاقل نفاذاً ، أي ذات اطوال الموجات الكبرى ، بوساطة حواجز من الألمنيوم .

وكذلك تؤخذ فكرة عن طول الموجة للشعاعات التي يصدرها أنبوب أشعة سينية بجعل الاشعاع يجتاز اثخاناً متزايدة من الالمنيوم وملاحظة الجزء النافذ .

ح) ان التأين بالاشعة السينية (وبأشعة γ للاجسام ذات النشاط الاشعاعي وذات أطوال الموجة الاقصر أيضاً) ينتج عن أنها تنتزع من بعض الذرات احد الكتروناتها ، وهو تأثير اصداري ـ ضوئي (٦ ، ١٦ - ٢١) . وبحرف الإلكترونات الضوئية بحقل مغناطيسي ، يمكن تجميع كل تلك التي سرعتها واحدة وفق خط مستقيم صغير مسجل على لوحة تصوير . والطاقات الحركية مرتبطة بتواترات الشعاعات الممتصة وبطاقات الخروج (حالة الاجسام الصلبة) أو التأين (حالة الغازات) بعلاقة اينشتاين (٦ ، ١٦ - ٢٢ و ١٧ - ٣) . ودراسة **الطيوف الجسيمية** التي يحصل عليها ، كما أشرنا إلى ذلك ، تقدم إذن طريقة غير مباشرة لقياس اطوال الموجات القصيرة جداً وسنعود إلى بحث ذلك في الجزء الثامن .

٤ ـ ١٤ . ــ كواشف الطيف لما تحت الاحمر .

أ) إن البصريات الزجاجية تلائم حتى 2,5 أو 3μ ، ويمكن في حالة أطوال الموجة التي هي أعلى ، استعمال مواشير من البلورات الطبيعية أو الصنعية (انظر الجدول ٤ — ١) وبصورة خاصة من ملح المنجم ، ولكن هذه البلورات غالية الثمن وسريعة التلف أحياناً (يجب أن يحفظ الملح في جو جاف داخل نطاق

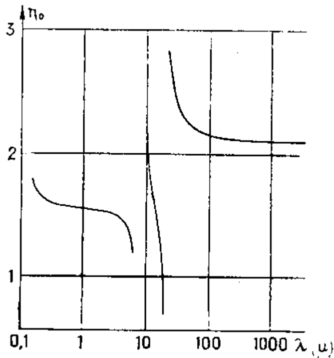
مغلق أو ساخن سخونة قليلة) . ولدراسة مجال طيفي واسع يجب استعمال عدة مواشير من مواد مختلفة .

عندما تستعمل الشبكات (وهو الامر الغالب) فإن خطواتهـا ، التي هي من رتبة كبر طول الموجة ، تجعل صنعها أسهل ممـا هو الحال من أجل المرئي وبالاخص ما فوق البنفسجي .

تضم عادة للمواشير أو الشبكات ، لدراسة ما تحت الاحمر ، مرايا من الزجاج مغطاة بالفضة أو الالمنيوم ، ولكن معادن أخرى قـد تناسب ، حيث أن عامل الانعكاس المعدني هو عامة أعلى من 0,9 في ما تحت الاحمر . هذا وتصنع منذ فترة قريبة عدسات من الجرمانيوم (شفافيتها من 1,8 إلى μ 16 ، وقرينتها مرتفعة جـداً ، وضعيفـة التبديد) أو من السيلسيوم (خواصه الضوئية مشابهة) .

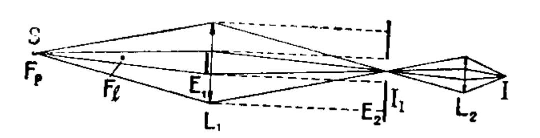
ب) ثمة طريقتان لاصطفاء الشعاعـات ، استثنائيتا الاستعمال ، قدمتا بعض الخدمات لدراسة ماتحت الاحمر البعيد : هما طريقة **العزل الحرقي** وطريقة **الاشعة الباقية** .

طريقة العزل الحرقي : وهي تستعمل ، في حالة خاصة ، الزيغ اللوني الطولي للعدسة (٤ ، ٨ — ٣) . فقرينة الكوارتز n_0 القريبة من 1,5 ، بالنسبة للشعاعات التي اطوال موجتها اقل من 3μ ، تبلغ 2,2 فيما فوق μ 60 (الشكل ٤ — ٢٦) . وفي المنطقة المتوسطة ، تمتص الشعاعات من قبل سمك كاف من المادة . والطول الحرقي لعدسة بسيطة من الكوارتز L_1



الشكل ٤ — ٢٦
تبدد الكوارتز
(فواصل لوغاريتمية)

(الشكل ٤ – ٢٧) الذي ينحو تبعاً للصيغة [٢،٦٠٢] من الجزء ٤ ، مثل $\frac{1}{n-1}$ ، هو إذن من اجل المرئي وما تحت الاحمر القريب اكبر بنحو مرتين مما هو عليه من اجل ما تحت الاحمر البعيد . لنفرض F_p و F_l المحرقين – الجسمين المقابلين لها . فمن اجل منبع جسمي S ، موضوع بالقرب من F_p يقابله في حالة اطوال الموجة الكبيرة خيال حقيقي I_l ومن أجل الأخرى خيال يقع تقريباً في اللانهاية I_{pl} . وتشكل عدسة ثانية



الشكل ٤ – ٢٧ . – العزل المحرقي

L_2 للخيال I_l خيالاً نهائياً I ، في حين ان الاشعة التي تبدو وكأنها واردة من I_p ، توقف بالحاجزين E_1 (في مستوي L_1) و E_2 (واقع في مستوي I_2 ومثقوب بخرق يسمح بمرور الاشعةالتي تشكل I) . وهكذا امكن ان تُعزل من إشعاع مصباح لبخار الزئبق (ذي حبابة من الكوارتز) اشعاعات ذات طول موجة يتجاوز 300 μ .

طريقة الأشعة الباقية : لبعض البلورات ، كما سنرى في الفقرة ٩ – ١٣ – C ، عامل انعكاس ρ ، يمر بقيمة عظمى واضحة ، من اجل طول موجة معينة λ_m .

— o — لنسقط الاشعاع المركب الذي ينير شقاً F (الشكل ٤–٢٨) على سلسلة من مرايا مقعرة M_1, M_2, M_3.. ومن سطوح مستوية عاكسة C_1, C_2, C_3 ... من مثل هذه البلورة ، بحيث ان اخيلة F المتتالية التي تكونها المرايا تتشكل على البلورات . فالاشعاع الذي انعكس عدة مرات يحوي نسبة زائدة جداً من شعاعات λ_m . وفي حالة NaCl ، مثلا ، $\rho=0{,}81$ من أجل $\lambda=52\mu$ و $\rho=0{,}50$ من أجل $\lambda=45\mu$، ومن $\lambda=65\mu$. فبعد ٤ انعكاسات نقصت الشدة الاصلية الى $(0{,}81)^4=0{,}43$ من أجل 52μ والى $0{,}062 = (0{,}5)^4$ من أجل طولي الموجة الآخرين الملحوظين .

الشكل ٤ – ٢٨ .
الاشعة الباقية

والجدول ٢- ٤ يبين اطوال الموجة التي يمكن هكذا استخراجها بالانعكاسات المتعددة على عدد من البلورات المصقولة (انظر ايضاً الشكل ٩ - ١٩) .

الجدول ٤ - ٢
الاشعة الباقية للبلورات المتماثلة المناحي

المادة	F_2Ca	ZnS	NaCl	KCl	KI	TlCl	Tl I
$\lambda_m(\mu)$	20 et 31	31	52	63	94	117	152

ج) المستقبلات المستعملة هي مستحلبات تصويريه خاصة (محسسة بالسيانين) حتى نحو $1{,}4\ \mu$ ، وما بعد ذلك مولدات كهرضوئية من الجرمانيوم أو السلنيوم (٢١،٦-١٩) الى نحو $1{,}2\mu$ ومن خلايا ضوئية ناقلة (١٩،٦-١٧) من كبريت الرصاص (حتى نحو 3μ) او من تلور الرصاص (حتى 5μ) .

في مجال حساسية الخلايا الاصدارية الضوئية (حتى $1{,}5\mu$) يمكن استعمال محولات للأخيلة شبيهة بمحولات النظارات الالكترونية (٣٤،٤ - ١٠) لتشكيل خيال مرئي لطيف ما تحت الاحمر .

ولكن غالباً (بالنسبة لما دون الأحمر البعيد دوماً) يلجأ الى المستقبلات الحرارية التي ليست اصطفائية وسنعود اليها في الفقرة ٥-١٨ .

٤ - ١٥ . — كشف الطيف الهرتزي .

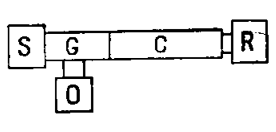
أ) « الموجات الهرتزية الدقيقة » (التي اطوال موجتها من رتبة الميليمتر أو السنتمتر) في استطاعتها ، كبقية الموجات الكهرطيسية ، أن تُمتص بصورة اصطفائية[1] بالمادة ، وذلك بادخال تحولات طاقية (فقرة ١٤ - ٦) أضعف

---

(١) لأسباب سنعرضها في الفقرة ٤-٧ ،نادراً ما نواجه شيئا سوى طيوف الامتصاص في مجال الامواج الهرتزية .

كثيراً من موجات ما تحت الاحمر ، **وبالأحرى** من الموجات الاعلى تواتراً . واستعمال هذه الموجات الدقيقة وأحيانـــاً استعمال الموجات الديسيمترية أو الاكبر ايضاً ، يتطور بسرعة في بحوث كشف الطيف منذ عام ١٩٤٥ ، وقد ادى الى نتائج هامة (انظر الفقرة ١٤ - ١٦ - ج و ١٥ - ٩) .

في الجهاز البسيط الذي يمثله الشكل ٤- ٢٩ تخطيطياً ، تنتشر الموجات المنبعثة من المنبع S (كليسترون ١٠،٧-٩) في دليل الموجات G (٩،٧-١٢) وتصل بعـد اجتيازها حوض الامتصاص C الى مستقبل R مثل الكاشف ذي البلورة ، او الى تركيبة مضخمة الموجات ، شبيهة بتلك التي تستعمل في الرادار (١٠،٧-٢٢-ب) . ويحول تدريجياً (بتغيير الجوف الرنان للمنبـع) تواتر هذه الموجات ، الذي يقاس في كل لحظة بواسطة مقياس الموجات O (١١،٧-٣٠-ج) أو راسم اهتزاز الكتروني (أو أحياناً مسجل ذي ريشة) منضم الى مستقبل R ، يُبرز بوضوح القيم العظمى للامتصاص .



الشكل ٤ - ٢٩ .
مخطط كاشف للطيف خاص بالامواج الهرتزية

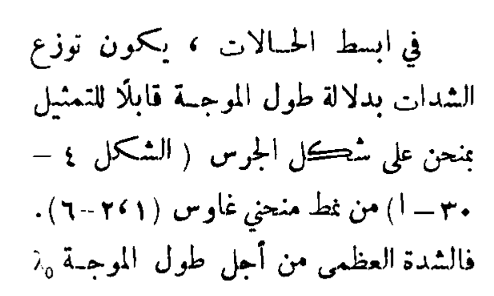
ب) عندما يكون التواتر منخفضاً بقدر كاف (300 MHz) يمكن كشف الامتصاص بطرق تقوم على التقنية الكهربائية . فاذا كان الأمر يتعلق بامتصاص ثنائي القطب الكهربائي ، فان المادة تخضع حينئذٍ لحقل كهربائي متناوب بوضعها في مكثفة دارة مهتزة تواترها متحول . والسماحية ε_r مقدار عقدي في منـاطق الامتصاص كقرينة الانكسار في البصريات (الفقرة ٩ - ١٢) ويمكن كتابة $\varepsilon_r = \varepsilon'_r - j\,\varepsilon''_r$. والمنحني $\varepsilon'' = f(\nu)$ يمر بقيمة عظمى من أجـــل تواتر الامتصاص (انظر الشكل ٩ - ١٥) . وتحول ε'' هذا يؤدي بسبب معاوقة الدارة(ممانعتها) (٤،٧ - ٤) الى تحول يمكن توضيحه بطرق حساسة جداً. وبما أنها تُدخل منحنيات تجاوب ، لذا تسمى هذه الظواهر وطرق دراستها **ظواهر**

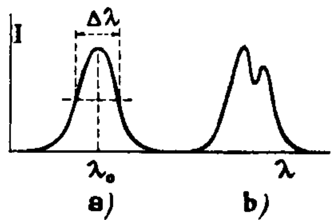
الطنين الكهربائي . واذا كان الأمر يتعلق بامتصاص ثنائي القطب المغناطيسي فتوضع المـادة في وشيعة الدارة المهتزة حيث تخضع لحقل تحريض متناوب . وحينئذٍ تصبح النفوذية عقدية في مناطق الامتصاص ، متيحـة الفرصة أيضاً لتغيرات في معاوقة (ممانعة)التيار: وتواجه حينئذٍ **ظواهر تجاوب مغناطيسي** . وفي حالة تواترات أعلى ، يمكن تمييز تأثير الحقل الكهربائي للموجة عن تأثير حقله المغناطيسي بفضل الامواج المستقرة المتكونة في اجواف طنانة ، وذلك بوضع المادة فيها في مواضع مختارة وبصورة مناسبة .

٤ ـ ١٦ . ــ عرض الخطوط الطيفية وتعقدها :

ا) رأينا في الفقرة ٤ ، ١٢ – ٢١ ، أن اهداب التداخل التي يكونها خط طيفي ، والتي تظهر وكأنها وحيدة اللون عندما تفحص بواسطة منظـار طيف عـادي ، تتشوش بعد فرق أعظمي في السير يتوقف على الخط الذي يدرس ، ولا يبلغ إلا استثنائياً 10^6 من طول الموجة .

وهذا يقود الى التفكير بأن كل خط طيفي هو في الحقيقـة عصابة تحوي سلسلة متصلة من أطوال الموجة في فاصلة تقريبـاً كبيرة (كالنقط على قطعة من مستقيم) . وكلما ضاقت العصابة زاد اقتراب الخط من المفهوم المثالي للشعـاعة الوحيدة اللون .



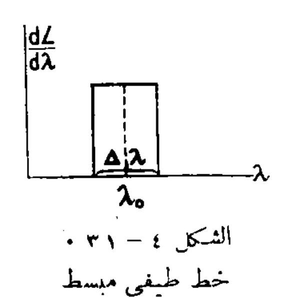


الشكل ٤ – ٣٠.– خطوط طيفية :
ا) بسيطة ؛ ب) مضاعفة .

في ابسط الحـالات ، يكون توزع الشدات بدلالة طول الموجـة قابلًا للتمثيل بمنحن على شكل الجرس (الشكل ٤ – ٣٠ – ا) من نمط منحني غاوس (١،٢-٦) . فالشدة العظمى من أجل طول الموجـة λ_0

تنقص بقدر النصف من أجل أطوال الموجة $\lambda_0 \pm \frac{\Delta\lambda}{2}$ ، والمسافة $\Delta\lambda$ تدعى **عرض الخط الطيفي** ، فهو مثلاً 0,013 Å في حالة الشعاعة الحمراء للكادميوم التي تولد أهداباً حتى رتبة التداخل $p = 450\ 000$.

ولتبسيط المحاكمة ، لنشبه الخط بمجموعة شعاعات ذات لمعان طيفي واحد، محصورة في الفاصلة $\Delta\lambda$ (الشكل ٤ - ٣١) . فالأهداب تصبح غير مرئية عندما تكون الجملتان اللتان تولدهما شعاعات حافتي الخط في توافق . وبالفعل يمكن عندئذٍ ضم جميع الشعاعات الموجودة في أزواج يكون معها فرق اطوال الموجة مساوياً $\frac{\Delta\lambda}{2}$ ، وتعطي جمل أهداب متنافرة . فيحدث الاختفاء إذن عندما الشعاعات التي تختلف بقدر $\Delta\lambda$ ، تكون رتب تداخلها التي تختلف بقدر الواحد ، هي ، وفق [١٤ ، ٢٥] من اجل رتبة تداخل حدية :



الشكل ٤ - ٣١ .
خط طيفي مبسط

$$p = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \qquad [١٩،٤]$$

يمكن مثلاً قياس رتبة كبيرة p بواسطة مقياس تداخل مايكلسون المحكم اولاً من اجل فرق في المسير معدوم ، ومن ثم من اجل وضع تنقل فيه احدى المرآتين بصورة موازية لنفسها بطول d الى أن تغيب الاهداب . فرتبة التداخل الحدية تكون $p = \frac{2d}{\lambda}$.

ب) يمكن اعطاء تعليل آخر، مختلف في بدايته ، لاستحالة ملاحظة اهداب ذات فرق كبير جداً في المسير . فالشعاعة الوحيدة اللون تماماً تعود الى ظاهرة لا بداية لها ولا نهاية ، والمنحني الذي يمثلها هو منحن جيبي غير محدود . لنفرض

أن الذرات ، المهيجة باسهام طاقة ما ، تبددها في إشعاع وحيد اللون ، ولكن خلال مدة محدودة بالضرورة . فشعاع كهذا يكوّن **قطار موجات** ذا طول محدود L ، والجهاز التداخلي بفصله إلى جزأين متساويي الطول ومتساويي السعة ، يصلان إلى نقطة P بعد أن يجتازا مسيرتين ضوئيتين مختلفتين . وعندما يكون فرق مسيريهما δ صغيراً جداً ، فإن قطاري الموجة يصلان إلى P في اللحظة نفسها تقريباً ، ويمكنهما أن يتداخلا . وعندما تكون δ كبيرة بقدر كاف بحيث أن قطار الموجات المتقدم يمر في P قبل أن يبلغها قطار الموجات المتأخر ، أي $L < \delta$ ، فلا يمكن أن يحدث تداخل . ومن أجل قيم متوسطة لـ δ فإن قطاري الموجة يغطي أحدهما الآخر تغطية جزئية فقط ويولدان أهداباً ذات تباين متفاوت .

إن التفسيرين السابقين يؤولان في الحقيقة ، إلى نفس الشيء ، وفي الواقع إن قطارات الموجات التي قبل وجودها يكون لها في لحظة معينة سعة قدرها $a \sin 2\pi\sigma x$ في حالة $0 < x < L$ وسعة معدومة من أجل $x < 0$ أو $x > L$. فهي تشمل عدداً $N = L\sigma$ من طول الموجة λ ($N \gg 1$) .

يمكن تمثيل قطار موجات محدد كهذا ، استناداً للقواعد الواردة في الفصل الثالث من الجزء الثالث ، بتركيب الموجات الجيبية المقابلة لمختلف الشعاعات الوحيدة اللون ، التي تركب الخط في التعليل الأول . ومجموعها يكون :

$$S = \sum s_m \sin 2\pi (\nu t - \sigma x)$$

وفي الحالة الحالية ، ثمة عدد لا نهاية له من الشعاعات ، عرضها لا متناه في الصغر dλ (أو dσ). وشدة كل منها ، وبالتالي السعة ، تابعة إلى λ (أو الى σ) أي s (σ) dσ .
فالمجموع S السابق حل محله إذن تكامل يمتد إلى حدي الخط ، وليكن :

$$S = \int s(\sigma) \sin 2\pi (\nu t - \sigma x) \, d\sigma. \qquad [٤ ، ٢٠]$$

ونتيجة حساب S يعبر عنها الشكل ٦ - ١٤ من الجزء الثالث ؛ فتتشكل قطر من

الأمواج تكون أطول - اي تقرب أكثر من موجة جيبية - كلما كانت أطوال الموجة النهائية المركبات أقرب ، أي كلما كان الخط أكثر ضيقاً .

من الممكن دون إجراء حسابات طويلة تقدير العرض $\Delta\lambda$ المقابل لقطار الموجات الذي طوله L . ولتمثيل هذا الاخير بتنضيد موجات جيبية ، ينبغي ، بالاضافة إلى الموجة التي عددها الموجي σ ، إدخال تلك التي أعدادها الموجية تحقق العلاقة :

$$(N-1)\,\sigma' = (N+1)\,\sigma'' = L$$

لأنه إذا كانت هذه الموجات في طور واحد مع الموجة σ في منتصف القطعة L ، فإنها ستكون في تضاد عند الحدين ويمكنها تخريبها بالتداخل ، وفقاً للشروط المفروضة . ورتبة كبر فاصلة أعداد الموجات التي يشغلها الخط هي إذن :

$$\Delta\sigma = \sigma' - \sigma = \frac{1}{L} \qquad [٢١،٤]$$

أي ، حيث أن $\sigma = \frac{1}{\lambda}$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{1}{L} \qquad [٢٢،٤]$$

ووفقاً لما رأينا أعلاه تنقطع قابلية الأهداب للرؤية من أجل $L = \delta$ ، أي :

$$p = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{L}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

وهكذا نجد ثانية الرتبة الحدية للتداخل المحددة بالعلاقة [١٩،٤] . ولنلاحظ أن العلاقة [٢١،٤] قد أثبتت آنفاً في الفقرة ٦-٩ من الجزء الثالث (حيث فرض $\sigma = \frac{2\pi}{\lambda}$).

ج) يحدث غالباً ان تحولات قابلية رؤية الاهداب تبعاً لرتبة التداخل

لا تكون تناقصاً خطياً بل تبدي قيماً عظمى وصغرى متتالية . وحالة الضوء الاصغر للصوديوم ، المكون من شعاعين ، طول موجتيهما قريبان من بعضيهما ، ولكنهما متمايزتان ، قد درست في الجزء الرابع (الفقرة ١٢-٢١) .

هذا وفي حالة كثير من الشعاعات ينبغي ان نقبل بأن توزع الشدات بدلالة طول الموجة يعبر عن وجود خطين متجاورين ، متطابقين جزئياً ، وشدتاهما النهائيتان غير متساويتين في أغلب الاحيان (الشكل ٤ - ٣٠ - ب) ، ويعبر أحياناً أيضاً عن عدد من الخطوط يتجاوز الاثنين .

٤ - ١٧ . — ملاحظات على طبيعة الضوء الابيض .

أ) يحدث الضوء الابيض بتوهج الاجسام الكثيفة الجامدة أو السائلة المرفوعة الى درجة عالية علواً كافياً . ولمنحني توزع الشدة الصادرة بدلالة طول الموجة في حالة « جسم اسود » بالهيئة التي تبينها الاشكال ٢٠-٩ من الجزء الثاني . واذا فحص بمنظار للطيف ذي قوة حل مرتفعة الى اقصى ما يمكن تحقيقه ، فإن طيف هذا الاشعاع يكون متصلاً . ويمكن القبول بأنه في وسط كثيف متوهج تُصدر الذرات خطوطاً كما هو الأمر في حالة الغازات ، ولكن هذه الخطوط عريضة ، ويوجد منها عدد هائل ، بحيث أنها يغطي بعضها بعضاً ، ويمتد الاصدار في مجال طيفي واسع جداً .

ب) في الفصل ١٢ من الجزء ٤ ، درسنا ظواهر التداخل في الضوء الابيض ، معتبرين هذا الضوء كأنه مكون من شعاعات وحيدة اللون بصورة كاملة ومستقلة . لندقق في هذه النظرية النقطة التالية . فالتجربة تبين أننا لا نحصل على طيف مقلم (٤،١٢- ١٩) واضح في حالة فروق كبيرة في المسير δ بين الحزم المتداخلة الا اذا كان منظار الطيف ذا قوة حل مرتفعة . وتعلل هذه النتيجة كما

يلي : بين اطوال الموجـة λ و dλ + λ لقلمين متتاليين توجد العلاقة (٤ ، فقرة ١٣-٦- ج) :

$$\delta = p\lambda = (p-1)(\lambda + \Delta\lambda)$$

حيث p هي رتبة التداخل الصحيحة في النقطة الملاحظة . ومنه :

$$\lambda = (p-1)\Delta\lambda \simeq p\,\Delta\lambda \qquad [٤ ، ١٢]$$

ان رتبة التداخل p كبيرة . وبما أن قوة الحل هي $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ ، فإننا نلاحظ أن منظار الطيف لا يشكل ، طيفاً مقلماً إلا إذا كانت الفاصلة بين قلمين اكبر من فرق أطوال المرجة التي يمكن حلها .

واذا كان الامر كذلك فيجب أن لا يستطيع الناظر ملاحظة أية تداخلات بوساطة مستقبل قوته الحالة معدومة . وهذا ما تحققه التجربة . واذا ارتدنا حقل التداخل الذى تعطيه في الضوء الابيض ، مرآتا فرينيل مثلا (٤ ، ١٢ - ١٨) ، بوساطة مستقبل حرارى غير اصطفائي كالبولومتر أو النضد الحراري) نحصل على منحني شدات لا يبدي أية دورية. والمظاهر التي تشاهد في هذه الحالة بالعين ، التي تميز بضعة اهداب ملونة حول هدب مركزي لا مع ، تنشأ عن أنهـــا مستقبل اصطفائي يفضل أطوال الموجة التي يكون بالنسبة إليها أكثر حساسية .

ج) حسب ما رأينا في الفقرة السابقة ، كل مركز مضيء في جسم متوهج ينبغي ان يصدر قطر أمواج محددة . وقد تساءل الباحثون قديماً عما اذا كان يجب اعتبار الضوء الابيض وكأنه مكون من مزيج من جميع قطارات الموجات هذه ، أو كأنه نتيجة تركيبها . ومن المعلوم اليوم أن السؤال وهمي ، بمعنى أنه لا تعرف تجربة تسمح بالاختيار بين المفهومين .

ففي المفهوم الاول ، توجد قطـارات الموجات في حزمة الضوء الابيض ،

ومنظار الطيف يفصلها ، وتستطيع أن تتداخل اذا كانت الشروط التي نوقشت في الفقرة السابقة قد تحققت .

ومن وجهة النظر الثانية ،فإن مختلف الاهتزازات التي يصدرها المنبع تتركب في حركة حاصلة تنتشر بشكل قطار موجات قصير جداً لا يُظهر أية خاصة دورية ، ومكونة نبضة من الطاقة المشعة . لنتلقى نبضة كهذه ناظمياً على شبكة نفوذية خطوتها D ، لها N خطاً . وكل خط يجعلها تنعرج مولدة موجة اسطوانية (الجزء ٤ ، الشكل ١٦ — ١٩) . وفي منحىً ما ، يُحدث الزاوية α مع الناظم على الشبكة ، تتابع N نبضة متباعدة بقدر $D \sin \alpha$. وقطار الموجات اللاجيبي هذا ، يمكن تحليله بسلسلة فورية وفق [١٩٤٤] ، في متتالية موجات جيبية سعتها S_m ، وتواترها ν ، وطول موجتها ... $\lambda = D \sin \alpha, \lambda/2,$. واذا تلقاه مستقبل اصطفائي كالعين ، فانه لن يرى إلا احدى مركبات سلسلة فورية ، الحمراء من أجل $D \sin \alpha = 0{,}75\ \mu$ ، والبنفسجية من أجل $D \sin \alpha = 0{,}4\ \mu$ في طيف الرتبة الاولى .

نرى في هذا المثال أن ميكانيكية عمل الشبكة [١] في الضوء الابيض ليس واحداً في النظريتين : ففي الاولى ، يكشف الانتظام الكائن في الحزمة ؛ وفي الثاني يخلقها ، ولكن النتيجة في الحالتين واحدة والشبكة تعمل في النهاية كمحلل توافقي (٣ ، ٣ — ٥) .

د) لننظر الى الفوتون المشارك لقطار الموجات الذي ألمحنا إليه في البند ج). فلا يمكن ان نعزو اليه تواتراً ν (وبالتالي طاقة $h\nu$) محدودتين . ولكن بعد المرور في منظار الطيف ، يجب أن نجد الفوتون ثانية في احدى الحزم الوحيدة

---

(١) من المستطاع البرهان ، ولكن بصعوبة اكثر ، على أنه يمكن النظر الى عمل الموشور بطريقتين معادلتين لطريقتي الشبكة .

اللون المفرّقة بهذه الآلة. وان احتمال إيجاده نهائياً في حالة الوحيد اللون بتواتر ν يقاس بمربع السعة s_m من الحد المقابل في منشورة فوريه [٤ ، ١٩] .

٤ ـ ١٨ . ــ القياس الطيفي الدقيق :

أ) يمكن تطبيق صيغة الشبكات [٤ ، ٩] لتقديرٍ مطلق لأطوال الموجة. ولكنه من الصعب تعيين الزوايا بدقة كبيرة . ومن جهة أخرى فإن رسم الخطوط يحتمل دوماً بعض الشذوذ . وكذلك لا يمكن خفض الشك النسبي على λ ، الى أقل من بضعة أجزاء من مائة الف : ولا يلجأ بتاتاً الى هذه الطريقة الا في حالة ما تحت الاحمر أو ما فوق البنفسجي البعيدين ومن أجل الأشعة السينية.

ب) يمكن اجراء القياس الدارج لطول موجة ما بفحص الخط الذي طول موجته مجهول بمنظار الطيف ، وفي الوقت ذاته خطوطاً أطوال موجتها معلومة بدقة كبيرة . فالخط الذي يراد قياس طول موجته يقع بين اثنتين من هذه العلامات ، فيقاس البعدان اللذان يفصلانه عنها،ويحسب طول موجته بالتوسط . وتجري القياسات بدقة كبيرة بوساطة مقاييس مقارنة خاصة ، على الروسم الحاصل بتصوير الخطوط .

ج) للحصول على علامات عديدة بقدر كاف ومتقاربة على طول الطيف (واحدة كل ٥٠ أنغستروم على الأقل) اختبرت بصورة خاصة خطوط طيف قوس من الحديد . وأطوال الموجة لهذه الخطوط عينت بواسطة أهداب ذات فروق كبيرة في المسير بمقارنتها بطول موجة الخط الأحمر للكادميوم ، والمقصود ثمة **قياسات نسبية** صعوبتها ليست كبيرة جداً .

ولفرق واحد في المسير δ ، يقابل ، أجل طولي الموجة λ_1 و λ_2 رتبتان للتداخل p_1 و p_2 تقاسان .

ومن :

$$\delta = p_1\lambda_1 = p_2\lambda_2$$

يستنتج :

[٢٢٠٤] $$\lambda_2 / \lambda_1 = p_1 / p_2$$

والشك النسبي على λ هو :

[٢٣٠١] $$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} \leqslant \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} + \frac{\Delta p_1}{p_1} + \frac{\Delta p_2}{p_2}$$

ويمكن أن يكون أدنى من 10^{-6} .

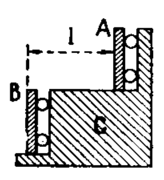
د) ثمة طريقة أخرى قابلة للتطبيق ، لمعايرة مقاييس الطيف ، وبصورة خاصة في ما تحت الاحمر ، تقوم على تدخل الطيوف المقلمة التي تعطيها تركيبة فابري وبيرو المنورة بضوء ذي طيف متصل : تكون الأقلام دقيقة جداً واطوال موجتها قابلة للحساب بدقة جيدة بقدر كاف كما ذكر في الجزء الرابع (الفقرة ١٣ – ٦ – ج) .

٤ ـ ١٩ . ـــ المعيار الاولي لاطوال الموجة ونسبته للمتر .

أ) إن معيار الاسناد الأساسي (المرجع) المستعمل حتى الآن ، هو كما ذكر آنفاً ، خط أحمر من طيف الكادميوم الذي قيس طول موجته λ في الهواء الجاف ، في الدرجة $15°C$ وتحت الضغط الجوي . ومع أنه اختير لأنه نسبياً وحيد اللون جداً ، فإن هذه الشعاعة لا تسمح بتحقيق سوى فروق في السير ضعيفة بالنسبة لطول المتر المعياري .

ب) في تجارب مايكلسون وبنوا (١٨٩٢) استعمت ٩ معايير أطوالها متوسطة وتبلغ على التوالي نحو 10 cm ، و $10/2$ و $10/2^2$ ··· و $10/2^8 \simeq 0{,}039$ cm . وكان كل واحد منها مؤلفاً من مرآتين مستويتين A و B محمولتين بكتلة من

الشبه C (الشكل ٤ — ٣٢) وتعادان إلى التوازي بتشويهات مرنة لحواملها .
والمعيار الأقصر E_1 ، قد وضع مكان إحدى المرآتين ، ولتكن M_1 (الشكل ٤ - ١٩) ، من مقياس التداخل لمايكلسون ، وكان يحكم وضع وتوجيه المرآة الأخرى M_2 بحيث يُقتاد خيالها M_2^1 الذي يشكله الوجـه نصف العاكس M من الصفيحة الفاصة L ، بالتتابع إلى التماس الضوئي مع المرآتين A و B . وكان يعين (٤ ، ١٣ — ١٠) بتقريب قدره نحو 0,01 عـدد الاهداب x_1 (وهو من رتبة 6 000) المنظورة عنـــد انتقال قدره AB ، ومنه الطول $l_1 = x_1\lambda/2$ المعيار المستعمل .



الشكل ٤ - ٣٢
معيار متوسط
(تجربة مالكسون وبنوا)

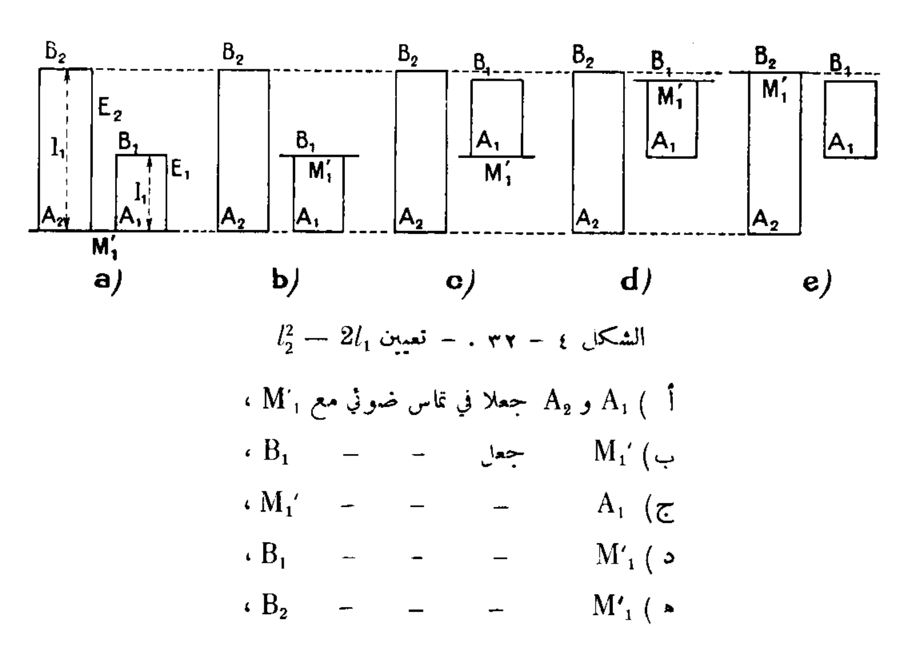
وكان يوضع بعد ذلك بجانب E_1 ، ولكن على عربة مستقلة ، المعيار E_2 الذي طوله l_2 قريب من $2l_1$ ، ويحقق بالتتابع التماسات الخمسة الضوئية الممثلة على الشكل ٤ - ٣٣ . فالانتقال (وهو مبالغ فيه جداً على الشكل) الذي كان ينبغي إعطاؤه إلى M_1 للمرور من ماقبل الأخير الى الاخير كان يقابل تتابع عدد من الاهداب $x_2 \gtrless 0$ (عدد غير صحيح بصورة عامة) بحيث ان $l_2 - 2l_1 = x_2 \lambda/2$ ، ومنه :

$$l_2 = (2x_1 + x)\lambda/2$$

وكانت تعين بعد ذلك بطريقة مشابهة الاطوال : $l_3 \simeq 2l_2, l_4 \simeq 2l_3 \dots l_9 \simeq 2l_8$ للمعايير الأخرى $E_3, E_4 \dots E_9$.

ولمقارنة $l_9 (\simeq 10 \text{ cm})$ بالمتر ، كان ينتقل E عشرة انتقالات مساوية لطوله الخاص (المحكم الضبط بطريقة التماس الضوئي) محققاً هكذا مسافة قريبة جداً من متر واحـدومعلومة بدلالة λ . وثمة خط اشارة يحمله E_9 ، ويوازي مرآتيه ، كان يأتي هكذا ، في وضعه الاول والحادي عشر ، ليأخذ مكانه قريباً

جداً من خطوط متر عياري ، وعلى ابعاد منه كانت تقاس بواسطة مقياس المقارنة (١ ، ٢ – ١٢ – د) .



الشكل ٤ – ٣٢ . – تعيين $l_2^2 - 2l_1$

أ) A_1 و A_2 جعلا في تماس ضوئي مع M'_1 ،

ب) M_1' جعل – – B_1 ،

ج) A_1 – – – M_1' ،

د) M'_1 – – – B_1 ،

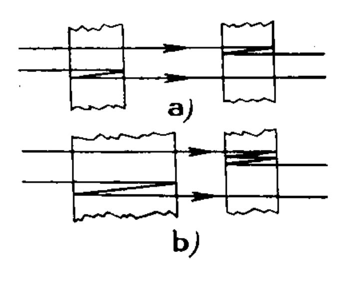
هـ) M'_1 – – – B_2 ،

ومعلومـة بدلالة λ . وثمة خط اشارة يحمله E_9 ، ويوازي مرآتيه ، كان يأتي هكذا ، في وضعه الاول والحادي عشر ، ليأخذ مكانه قريباً جداً من خطوط متر عياري ، وعلى أبعاد منه كانت تقاس بواسطة مقياس المقارنة (١ ، ٢ – ١٢ – د) .

ج) في تجارب فابري وبيرو وبنوا (١٩٢٧) هيئت خمسة معايير مساعدة تساوي تقريباً ١٠٠ ، ٥٠ ، ٢٥ ، ١٢٫٥ ، ٦٫٢٥ سم . وكان طول كل واحد منها هو البعد الذي يفصل الوجهين المتقابلين نصف المفضضين من صفيحتين من الزجاج . وكان أطول هذه المعايير يقارن مباشرة بالمتر بالطرق القياسية العادية . وكان معيار الـ ١٠٠ سم يقارن بعد ذلك بضعف معيار الـ ٥٠ سم ثم معيار الـ ٥٠سم بضعف معيار الـ ٢٥سم وهكذا دواليك حتى الاخير الذي كان يعلم نهائياً طوله بدلالة المتر العياري .

وكانت هذه المقارنات تجري باستعمال اهداب التنضيد التي مبدؤها هو التالي : ترسل حزمة شديدة من الضوء الابيض خلال معيارين موضوعين بالتتالي ، فتحدث انعكاسات عديدة بين الوجوه المفضضة لكل واحد منها ، ويستطيع الضوء اتباع عدد كبير من الطرق المختلفة . وبالتالي بين الاشعة البارزة ثمة أشعة تستطيع ، رغم السمك البالغ للصفيحتين المتوازيتي الوجهين المؤلفتين من المعيارين ، أن يكون بينها فروق في المسير معدومة تقريبا : فهذه الاشعة تولد في الضوء الابيض اهدابا تلاحظ بنظارة احكمت على اللانهاية .

نحصل بصورة خاصة ،بواسطة صفيحتين تكاد أن تكونا متساويتي السمك بالضبط على اهداب التنضيد الناشئة عن الاشعة التي انعكست مرتين في احدى الصفيحتين أو في الاخرى (الشكل ٤ – ٣٤) . وبواسطة صفيحتين لاحداهما سمك يكاد يكون يساوي بالضبط ضعف سمك الاخرى ، نحصل على أهداب تنشأ عن الاشعة التي انعكس احدها مرتين في الصفيحة السميكة والآخر اربع مرات في الصفيحة الارق . وهكذا دواليك .



الشكل ٤ – ٣٤ .
احداث اهداب التنضيد

اخيراً كان يقارن المعيار ٦،٢٥ سم بطول موجة الخط الأحمر للكادميوم ، باستعمال مقياس تداخل بيرو وفابري (٤ ،١٣–٥) الذي كان يضبط بُعد صفائحه دوما بواسطة أهداب التنضيد بحيث يكون خمس أو اربع أو ثلث او نصف سمك المعيار .

د) ادت هذه التجارب من اجل طول موجة المعيار الاساسي الى القيمة $\lambda = 6\,438{,}469\,6.10^{-10}\text{m}$ مؤيدة بعد ذلك[١] بشك نسبي ادنى من 10^{-7} .

واعطت القياسات التداخلية وسيلة لمراقبة عدم تغير المتر المعياري منذ عام ١٨٩٢ . وبما انه يمكن اعتبار أطوال الموجة كثابتات (بتوسيط احتياطات

(١) واحدة انغستروم ، التي عرفت بالكسر 1/6 438,469 6 من طول الموجة الحمراء للكادميوم ، تساوي اذن 10^{-10}m بتقريب قدره 10^{-7} .

مدروسة جداً عن منابع الضوء المستعمل) فقد اقترح تبني احداها كمعيار اولي جديد للطول بدل النموذج االاصلي الدولي للمتر المصنوع من البلاتين والإيريديوم (١،٢ – ٤) .

والشعاعة التي تبدو اليوم كالأنسب لهذا الاستعمال هي تلك التي يصدرها النظير 86 للكريبتون والتي يشير إليها أخصائيوا الطيوف بالرمز $2p_{10} - 5d_5$ (راجع الفقرة ١٤ – ١٣) ، وهي ذات لون برتقالي ، وطول موجتها في الفراغ $6\,057{,}802\,11\ 10^{-10}\mathrm{m}$ بشك نسبي اقل من 10^{-9} . وستستعمل هذه القيمة في المستقبل لتعريف المتر الذي نموذجه الحالي سيكون نموذجاً ثانوياً[١] .

ه) إن اهمية الطرق التداخلية لقياس الاطوال لا تقتصر على المتر العياري : فهذه الطرق تنطبق فعلاً (بعد تبسيطها قليلاً او كثيراً حسب الدقة المطلوبة) على مقارنات العيارات الثانوية ذات الاطراف ، مثل قضبان جونسون (راجع ١،٢–٨) .

• • •

---

(١) اتخذ المؤتمر العام الحادي عشر « للأوزان والمكاييل » (١٩٦٠) القرار التالي: المتر هو الطول الذي يساوي 763,73 650 1 من طول الموجة في الفراغ للشعاعة المقابلة للانتقال بين السويتين $2p_{10}$ و $5d_5$ لذرة الكريبترن 86 .

ان تعريف المتر المعمول به منذ عام 1889 والمنشأ على النموذج الدولي من البلاتين والايريديوم أصبح لاغياً .

تمارين

٤ ـ ا* ١ً . ـ يوضع بين نيكولين متوازيين P_0 و P_1 صفيحة ذات انكسار مضاعف L_1 خطاها المعتدلان ox و oy يؤلفان ٤٥° مع المقطعين الاصليين للنيكولين . ولنفرض أن e هو سمك الصفيحة و $\delta=(m_x - n_y)e$ فرق المسير بين الاهتزازة المتأخرة و الاهتزازة المتقدمة .

احسب بدلالة فرق الطور φ السعة a_1 للاهتزازة الوحيدة اللون التي طول موجتها λ عند الخروج من النيكول P_1 . (تؤخـــذ وحدة السعة ، السعة a_0 للاهتزازة التي ينفذها النيكول P_0 وتهمل تضيعيات الضوء الحاصلة بالامتصاص أو بالانعكاس الجزئي .)

٢ً - يوضع بعد المقطب P_1 ، صفيحة ثانية L_2 ثخنها 2e ونيكول ثان P_2 ، ثم صفيحة ثالثة L_3 ثخنها 4e ونيكول ثالث P_3 ؛وأخيراً صفيحة رابعة L_4 ثخنها 8e ونيكول P_4 .

من أجل لـ قيم φ تنعدم الشدة البارزة I أو تمر بنهاية عظمى ؟ احسب بصورة تقريبيه قيم النهايات العظمى الثانوية الأقرب إلى النهايات العظمى الرئيسية .

٣ً . ـ احسب « العرض الكلي » $\Delta\lambda$ للشريط الطيفي النافذ حول أحـد النهايات العظمى المطلقة (التباعد بين اطوال الموجات المتجاورة التي يكون من أجلها $I = 0$) ، مع العلم بأن هذه النهاية العظمى تقابل طول الموجـة $\lambda = 5\,400\ \mathring{A}$. يعطى: $m_x = 1{,}553$ ، $n_y = 1{,}544$ $e = 6_{mm}$.

٤ ـ ٥ في موشور من نوع بروكا بيلن (الشكل ٤ ـ ٧) تبلغ الزاوية بين وجه الدخول والوجه العاكس $\hat{A} = 76^{0}$.

١ً . — كم ينبغي أن تكون الزاوية $\hat{B}$ الواقعة بين وجه الدخول ووجه البروز (أو الخروج) ؟

٢ً . — اذا نظم الموشور من أجل طول الموجة $\lambda_1 = 589\text{nm}$ ، التي تكون القرينة من اجلها $n_1 = 1,560$ ، فبمقدار أية زاوية π ينبغي تدويره للوصول الى طول الموجة $\lambda_2 = 486\text{nm}$ التي تكون القرينة عندها $n_2 = 1,673$ ؟

٤ — ج تحتوي شبكة مخططة على $N = 5000$ حزاً في عرض كلي يبلغ $L = 5$ cm . احسب الزاوية θ لاستقامة الرصد التي تقابل النهاية العظمى من المرتبة الأولى تحت زاوية الورود النظامية من أجل $\lambda = 6.000\text{Å}$ ، والبعد الزاوي $2\Delta\theta$ بين الحدين الأصغرين المجاورين لهذه النهاية العظمى وقوة الحل R للشبكة .

إذا كان المنبع الذي يضيء هذه الشبكة فرجة (شقاً) طولها $l = 1$ cm ، موضوعة في مستوى المحرق الجسمي لعدسة طولها المحرقي $f = 50\text{cm}$ ، فكم ينبغي ان يكون عرضها a لكي يمكن الاستفادة كلية من قوة حل الشبكة ؟

٤ — د ١ً . — خطت على وجه الخروج لموشور قرنيته n وزاويته $\varphi = 30^0$ ، شبكة نفوذية تحتوي في المليمتر الواحد على $q = 50$ خطاً موازياً لحرف الموشور .

عين زاويتي البروز θ_1 و θ_2 للأشعة الحمراء ($\lambda_1 = 600$ nm ، $n_1 = 1.520$) والاشعة البنفسجية ($\lambda_2 = 400\text{nm}$ ، $n_2 = 1,540$) العائدين إلى أطياف المرتبة الاولى ، عندما يسقط بصورة ناظمية على وجه الدخول في الموشور حزمة متوازية من الضوء الابيض) .

٢ . — لنفرض الآن $\varphi = 1^0$ ، و $q = 500$ ، فما هو تأثير عدم توازي الوجهين في قياس λ_1 بواسطة شبكة كهذه (ورود ناظمي على وجه الدخول ، وطيف من المرتبة الاولى) .

٤ ــ هـ قارن بين قوة الحل النظرية R_1 لشبكة خطوطها $2\ \mu m$ وعرضها الحزز $d = 4cm$ ، استعملت في المرتبة الاولى ، وبين القيمة المتوسطة R_2 لقوة الحل في موشور من الفلنت عرض قاعدته $e = 6\ cm$ وقرنيتا انكساره هما بالترتيب $n_1 = 1,660$ من اجل طول الموجة $\lambda_1 = 589\ nm$ و $n_2 = 1,673$ من اجل طول الموجة $\lambda_2 = 486\ nm$.

٤ ــ و يتألف راسم للطيف من شبكة مستوية تستخدم بالانعكاس ومن جهاز مجمع ذاتي (الشكل ٤ ــ ١٥) . ويرسل الضوء المنبعث من شق رفيع جداً f واقع على جانب الجهاز ، على عدسة لا لونية O بواسطة صفيحة نصف شفافة . تتلقى الشبكة حزمه من الأشعة الموازية للمحور الضوئي لـ O . تفيد هذه العدسة ايضاً في تشكيل الاطياف على المستوي π حيث توضع اللوحة التصويرية . تحتوي الشبكة على $n = 560$ خطاً في المليمتر ، ويبلغ طول القسم الحزز مقيساً بصورة عمودية على التحزيز $L = 8\ cm$.

يجري فحص الضوء الصادر من بخار الصوديوم . يتألف طيفه من خطين متجاورين طولا موجتيهما هما :

$$\lambda_1 = 589,0\ nm \quad \text{و} \quad \lambda_2 = 589,6\ nm$$

آ . ــ كم ينبغي ان يكون ميل الشبكة (اي الزاوية i الواقعة بين الناظم عليها وبين المحور الضوئي للعدسة) لكي يتشكل الخط الذي طول موجته λ_1 ، في منتصف الحقل ، اي على المحور الضوئي للعدسة في الطيف الذي رتبته $k=3$ ؟

ويفترض فيما يلي ان الخط λ_1 هو دوماً في منتصف الحقل .

٢ . ــ يُتلقى الطيف على لوحة تصويرية . ونقبل بأن هذه اللوحة تسمح بفصل النقاط التي تتباعد عن بعضها بالمقدار $\varepsilon = 2.10^{-2}mm$.

كم ينبغي ان يكون الطول المحرقي الادنى f للعدسة لكي يمكن الاستفادة

من قوة الحل النظرية R ؟

٣ . — ان الطول المحرقي الحقيقي لهذه العدسة هو $\varphi = 2,50$ m . احسب التباعد x للخطين اللذين طولا موجتيهما λ_1 و λ_2 وكذلك ثخنها النظري e على اللوحة التصويرية (مع اهمال تأثير حبيبات اللوحة)

٤ — ز نقبل بأن الاهداب المضيئة بالنفوذ في مقياس التداخل لبيرو وفابري، ذي صفيحة الهواء التي ثخنها e ، التي تقابل طولي موجتين متجاورتين λ و $\lambda + d\lambda$ تمتنع عن الانفصال عندما يصبح تباعد محوريها اصغر من ضعفي البعد الذي تنقص من اجله شدة كل منهما بقدر نصفها .

وليكن φ تغير الطور $2\pi e/\lambda$ الذي يقابل تغيراً في λ قدره $d\lambda$ ؛ وبحسب الصيغة [١٣ ، ٢] في الجزء الرابع ، يقابل الحد السابق هذا الى $\frac{1-\rho}{2\sqrt{\rho}} = \mathrm{Sin}\frac{\varphi}{2}$ حيث ρ هو عامل الانعكاس في صفائح مقياس التداخل .

١ً . — احسب بدلالة ρ وبدلالة مرتبة التداخل $p = 2e/\lambda$ قوة الحل R .

٢ً . — عين الثخن الادنى e لمعيار كهذا قابل لان يفصل مركبتي الثنائية الحمراء لليتيوم التي عدادها الموجيان هما بالترتيب 14 903,75 و14 904,09 cm^{-1} . ويُعطى $\rho = 0,90$.

٤ — ح تحتوي شبكة مستوية ، مرسومة على سطح معدني ، على $n = 00$ خطاً في المليمتر . وتتلقى بورود ماسح (مماسي) حزمة سينية ضيقة طول موجتها $\lambda = 1,54$ Å ، محددة بشقين عرضها a يوازيان خطوط الشبكة ، يفصل بينهما البعد $l = 40$ cm . يقع الشعاع الاوسط من الحزمة في مستوى المقطع الاصلي للشبكة . ويؤلف زاوية قدرها α مع مستوى الشبكة وزاوية δ مع شعاع منعرج (الشكل ٤ - ٢٢) .

١ . – إذا فرضنا a مهملاً ، فاكتب العلاقة بين δ و λ . توضع لوحة تصوير عمودياً على امتداد الشعاع الوارد المتوسط على بعد قدره $L = 1\text{m}$ من نقطة الورود على الشبكة . فلو لم تكن الشبكة موجودة لشكلت الحزمة الواردة على لوحة التصوير اثراً T . أما في وجود الشبكة فانه يحصل بالانعكاس المنتظم على السطح المعدني اثر : T' . يقاس البعد بين الأثرين : $TT' = b = 6{,}0^{\text{mm}}$. احسب الابعاد عن T ، وهي x_1 ، x_2 ، x_3 لآثار الحزم المنفرجة ذات المراتب $k = 1{,}2{,}3$.

٢ . – اذا تغير λ بالمقدار $\text{d}\lambda = 0{,}02\text{Å}$ ، فاحسب مايقابله من التغير $\text{d}x_2$ في x_2 .

٣ . – إذا ثبتت الشبكة ولم تتغير λ ، فاحسب التغير $\text{d}\alpha$ لـ α الذي يولد نفس التغير $\text{d}x_2$ لـ x_2 .

اذا قبلنا بأن الأثرين العائدين الى شعاعين λ و $\lambda + \text{d}\lambda$ يكونان مفصولين إذا كانت الفتحة الزاوية الكلية للحزمة الواردة اقل من $\text{d}\alpha$ ، فاحسب القيمة العظمى a_m التي ينبغي اعطاؤها الى a للحصول على هذا الفصل .

٤ – ط ان قرينة الانكسار العادية للكوارتز هي قريبة من $n_1 = 1.50$ في جوار طول الموجة $\lambda = 3\ \mu\text{m}$ ومن $n_2 = 2{,}1$ في جوار $\lambda_2 = 300\mu\text{m}$ (الشكل ٤ – ٢٦) بين انه يمكن بعدسة محدبة الوجهين من الكوارتز يكون نصفا قطر انحناء وجهيها $R = 0{,}50\text{ m}$ ، عند استخدامها كما يبين الشكل المجاور ، ان نعزل فيما بعد الشق F الاشعاعات ذات الموجات الطويلة التي يصدرها المنبع S (تمثل E حاجزاً معتماً صغيراً) .

الشكل ٤ – أ

٤ – ي نحصل من موحد للون ومن منبع للضوء الأبيض على ضوء طول

موجته المتوسط $\lambda = 5000\ \text{Å}$ وعرضه الطيفي $\Delta\lambda$. وشق الدخول وشق الخروج لهما نفس العرض 0,1mm والتبديد الخطي للجهاز هو $20\ \text{Å/mm}$.
عين الطول L لقطار الامواج والمدة τ لأصداره .

٤ – ك تحوي صورة طيف ٨ خطوط أطوال امواجها معروفة وعلى أربعة خطوط أطوال امواجها مجهولة ؛ وقد اعطيت فواصلها x (بوحدات اختيارية) بالجدول الآتي :

الرقم	x	λ(Å)	الرقم	x	λ (Å)
١	٠	٤١٩١,٦٧٨	٧	٥٨ ٩٧٧	٤ ٠٦٢,٤٥١
٢	٢٠ ٧٢٦	٤١٤٣,٨٧٤	٨	٨٨ ٣٥٢	٤ ٠٠٥,٢٥٠
٣	٢٦ ٠٣٨	?	٩	٨٨ ٣٥٤	?
٤	٤٠ ٤٩٩	٤١٠٠,٧٤٥	١٠	١١٢ ٤٠٨	٣ ٩٦١,٥٣٤
٥	٤٨ ٢١٧	٤٨٠٤,٥٠٨	١١	١٣٤ ٩٣٧	?
٦	٥٤ ٣٩٨	?	١٢	١٣٦ ٥٣٠	٣ ٩٢٠,٢٦١

١ . – عين ، ابتداء من النتائج ذوات الأرقام ١ ، ٧و١٢ ، الأمثـــال a و b و c في الصيغة التقريبية :

$$\lambda = a + \frac{c}{x - b}\ (\text{Å})$$

٢ . استخدم النتائج ذوات الارقام ٢، ٤، ٨و١٠ لرسم منحني التصحيح لنتائج الصيغة ، أي :

$$f(\lambda) = \lambda\ (\text{المحسوبة}) - \lambda\ (\text{الصحيحة})$$

٣ . – عين اطوال الامواج ذوات الارقام ٣، ٦، ٩، ١١

★★★

الفصل الخامس

القياسات الضوئية
والقياسات الضوئية الطيفية

٥ ـ ١ . ـــ معلومات عامة :

القياسات الضوئية Photométrie ، او قياسات الشدة الضوئية هي دراسة منابع الضوء (الاولية منها او الثانوية) والحزم الضوئية بحسب ادراكها بالعين ، بدون ان يُعرف بالضرورة تركيبها الطيفي . وتطبق هذه التسمية ايضاً (كما تسمى احياناً **بقياس الاشعاع**) على الحالة التي يكون فيها الجهاز المستقبل للضوء غير العين ، وعلى الاضواء تحت الحمراء وفوق البنفسجية . واما **القياسات الضوئية الطيفية** فتقدر مختلف المركّبات وحيدة اللون التي توجد في ضوء معين ، او تقارن بين اضواء مختلفة من حيث اطوال موجاتها .

لقد الحنا في الجزئين ٢ و ٤ الى تطبيقات القياسات الضوئية والقياسات الضوئية الطيفية على البصريات الادويّة وعلى البصريات الفيزيولوجية وفي قياس الحرارة المرتفعة ضوئياً ، الخ ...

وسندرس اولاً القياسات الضوئية الابصارية **المتماثلة لونياً** ، اي التي تجرى على اضواء لها كلها نفس اللون ، بحيث تكون تراكيبها الطيفية متطابقة أو

قريبة جداً من ذلك[١] اما حالة الاضواء **غير المتماثلة لونياً** (اي المختلفة في الوانها) فتحتاج الى اصطلاحات خاصة . وقبل ان نقوم بالكلام عن طرق القياس وادواته ، علينا ان نحدد التعاريف التي سبق ان اشرنا اليها في الفقرتين ١ - ٥ و ٣ - ٣ من الجزء الرابع وفي الفقرة ٢٠ - ٢ من الجزء الثاني . وسنلتزم فيما يخص المفردات والرموز العائدة للشدات الضوئية بالتوصيات المشبعة درساً ، والتي اعطتها اللجنة الدولية للانارة (C. I. E.) .

أ . — القياسات الابصارية للشدة الضوئية

٥ - ٢ . — الاقدار الفوتومترية :

أ) نقول عن سطحين انهما **مضاءان** اضاءتين متساويتين فيما اذا همـا لدى تغطيتهما بحاجزين ناثرين ابيضين متماثلين[٢] ، بدا هذان الحاجزان بنفس المظهر ، بشرط ان تبقى المميزات الابصارية للشخص الناظر اليهما ثابتة اذن بقدر الامكان على منطقتين متجاورتين .

واذا تلقى نفس السطح ضوء المنبع S_1 ثم ضوء المنبع S_2 ، ثم اسقط في آن واحد ضوءا هذين المنبعين S_1 و S_2 ، فان **الاستنارات** العـائده لهذه الاحوال الثلاثة اي E_1 و E_2 و E هي بحيث ان $E = E_1 + E_2$ ، فالاستنارة هي اذاً قدر قابل للقياس ؛ ان وحدات الاستنارة وكذلك الوحدات الفوتومترية الاخرى ستعرّف في الفقرة ٥ - ٣ .

---

(١) يمكن ان يكون لضوئين لون واحد وتركيبان طيفيان مختلفان (انظر الفقرة ٦ — ٤ ب) وعندئذ يمكن ان تتعلق نتائج مقارنتها الفوتومترية بالشخص المبصر .

(٢) ستحدد ميزات الحاجز الابيض الناثر في الفقرة ٥ - ١١ .

ملاحظة . - يجوز التكلم عن الاستنارة في نقطة ما من الفضاء ، حتى ولو لم يكن في تلك النقطة جسم مضاء ، ولكن بشرط ان نحدد التوجيه (الافقي مثلاً) للسطح الذي ستقدّر عليه هذه الاستنارة .

ب) **التدفق الضوئي** F الذي يتلقاه سطح ما ، هو تعريفاً : جداء الاستنارة E لهذا السطح بمساحته S . واذا تغيرت الاستنارة من نقطة الى اخرى على هذا السطح ، فان التدفق يكون :

$$F = \iint_{s} E.\mathrm{d}S \qquad [١،٥]$$

مع تعميم التكامل على كل السطح المبحوث . واذا سقطت عدة حزم على نفس السطح ، فان التدفقات المتلقاة عليه تنضاف حسابياً .

يكون التدفق F في ضوء ذي تركيب طيفي معين ، متناسباً مع تدفق الطاقة $\mathfrak{F}$ (الجزء ٢ ، ٢٠ - ٢) العائد له ويطلق على خارج القسمة :

$$K = F/\mathfrak{F} \qquad [٢،٥]$$

اسم **الفعالية الضوئية** لذلك الاشعاع . وتكون الفعالية معدومة في الاضواء غير المرئية .

في وسط غير ماصّ تنقل كل حزمة من الشعاعات تدفقاً طاقياً يظل ثابتاً مهما كان موقع المنطقة من الحزمة الضوئية التي يقاس فيها التدفق . نتيجة لذلك يمكن التكلم عن التدفق الضوئي لحزمة بدون تحديد السطح الذي تسمح لنا الصيغة [١،٥] بتقديره عليه . وان مجموع تدفقات الحزم التي يصدرها منبع هو ، بحسب التعريف ، التدفق الضوئي لهذا المنبع .

يطلق اسم **الاصدارية**[1] (الضوئية) لمنبع ضوئي في نقطة ما O ، على المقدار:

$$M = \frac{dF}{d\Sigma} \qquad [٥،٣]$$

حيث dF هو التدفق الضوئي الذي يصدره عنصر من المنبع سطحه $d\Sigma$ ، يحيط بالنقطة O (الشكل ٥ - ١) في جميع النواحي التي يشع فيها (اي من جهة المستوى المماس للعنصر ، التي لا توجد فيها مادة المنبع .

واذا كان السطح غير مضيء بنفسه ، فان اصداريته تساوي استنارته على أكثر حد .

O (dΓ) dΣ

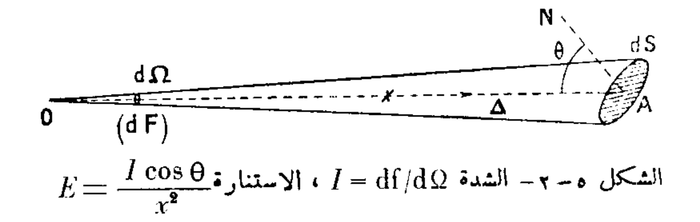
الشكل ٥ - ١
الاصدارية
$M = \frac{dF}{d\Sigma}$

ج) يكون المنبع (أو جزء من المنبع) **نقطياً** اذا كان اكبر ابعاده a صغيراً جداً بالنسبة الى بعد الاستفادة منه x . وان الحد الاقصى لـ a/x الذي يجري عليه هذا الاصطلاح يتعلق بدقة القياسات التي يراد اجراؤها . فيكون مثلاً ١/١٠٠ .

يطلق اسم **الشدة الضوئية** لمنبع نقطي O في استقامة معينة Δ على القسمة :

$$I = \frac{dF}{d\Omega} \qquad [٥،٤]$$

بفرض dF التدفق الضوئي الصادر من المنبع داخل مخروط صغير جداً ذروته O (الشكل ٥ - ٢) يحوي على الاستقامة Δ وزاويته المجسمة $d\Omega$.



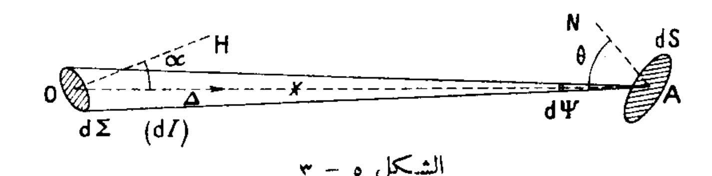
الشكل ٥ - ٢ - الشدة $I = df/d\Omega$ ، الاستنارة $E = \frac{I\cos\theta}{x^2}$

(١) قررت اللجنة الدولية عام ١٩٥٥ توصية استعمال الرمز M من أجل الاصدارية

يطلق اسم **لمعان** عنصر من المنبع الضوئي ، محيط بالنقطة O (في استقـامة Δ) ، يمكن اعتباره نقطياً ، على النسبة :

$$L = \frac{dI}{d\Sigma \cos \alpha} \qquad [٥،٥]$$

بفرض dI شدة العنصر في الاستقامة Δ (الشكل ٥ – ٣) و $d\Sigma$ سطحه و α الزاوية التي يؤلفها مع الناظم HO على العنصر .



الشكل ٥ – ٣

اللمعان $L = \frac{dI}{d\Sigma \cos \theta}$ ، والاستنارة $dE = L\, d\psi \cos \theta$

د) ان الزاوية المجسمة $d\Omega$ لمخروط صغير جـداً ، ذروته O ويستند على عنصر سطح قدره dS يحيط بنقطة A واقعة على البعد x من O ، هي :

$$d\Omega = \frac{dS \cos \theta}{x^2} \qquad [٦،٥]$$

بفرض θ الزاوية التي يؤلفها OA مع الناظم AN على dS .

من العلاقتين [٥،٤] و [٥،٦] نستنتج استنارة dS :

$$E = \frac{dF}{dS} = \frac{I\, d\Omega}{dx} = \frac{I \cos \theta}{x^2} \qquad [٧،٥]$$

—٥— يضاء حاجزان ابيضان متماثلان بنفس زاوية الورود θ ، اولهما A_1 بمصباح متوهج O_1 والثاني A_2 باربعة مصابيح O_2 مماثلة لـ O_1 ومغذات بنفس الكيفية ، ولا يحجب احدها الآخر ، بحيث ان جملة هذه المصابيح لها شدة ضوئية تساوي

اربعة اضعاف شدة O_1 . فاذا راقبنا A_1 و A_2 بنفس الميل ، تحققنا من ان الشرط اللازم لكي يكون لهما مظهر واحد (وبالنتيجة نفس الاستنارة) هو ان يكون بعداهما عن المنبعين اللذين ينيرانهما ، متناسبين فيما بينهما كنسبة ١ الى ٢ .

اذا كانت الاستنارة ناجمة عن عنصر المنبع $d\Sigma$ المبحوث اعلاه (الشكل ٥–٣) وكانت قيمتها هي dE ، فانه ينتج من [٥،٥] ان :

$$dE = \frac{L\, d\Sigma \cos\alpha \cos\theta}{x^2} = L d\psi \cos\theta \qquad [٥،٨]$$

وباظهارنا لعبارة الزاوية المجسمة :

$$d\psi = \frac{d\Sigma \cos\alpha}{x^2} \qquad [٥،٩]$$

التي يرى ضمنها من النقطة A العنصر $d\Sigma$.

تمكننا هذه الصيغة من ان نحسب ، ولو حساباً تقريبياً على الأقل ، الاستنارة التي تولدها حزم ذوات شكل هندسي معروف ، صادرة عن منابع يعرف لمعانها في كل استقامة مفيدة ، كاستقامة OA . وذلك حتى ولو كنا نجهل بُعد هذه المنابع ومساحة سطحها وتوجيهها . تلك مثلاً هي الحالة التي يرد فيها الضوء من السماء . واذا كان الوسط لا يمتص الطاقة الضوئية ، فان L هي مميزة للأشعة التي تنتشر في جوار OA : فيمكن اذن ان نسميها **اللمعان على طول** OA .

يعرّف **الامتداد** d^2U لحزمة الاشعة الصادرة من جميع نقاط العنصر $d\Sigma$ والمستندة على جميع نقاط العنصر dS بالعلاقة :

$$d^2U = \frac{dS \cos\theta\, d\Sigma \cos\alpha}{x^2} = x^2\, d\Omega\, d\psi \qquad [٥،١٠]$$

حيث θ و α و x و dΩ و dψ لها الدلالات التي تقدم بيانها .

يستعمل هنا رمز التفاضل الثاني لأنه ينبغي المكاملة مرتين للوصول الى حزمة ذات مدى او امتداد متناه .

اذن فالتدفق الضوئي الذي تحمله هذه الاشعة ، بفرض L لمعانها :

$$d^2F = L\, d^2U = L\, d\,\Sigma \cos\alpha\, d\,\Omega \qquad [١١،٥]$$

ومن المعلوم (الجزء ١، ٩٤ — ٦) ان اللمعان الظاهري L' لخيال ضوئي هو (بتقريب قدره عامل النفوذ) مرتبط باللمعان L للجسم بالعلاقة $L' = \frac{n'^2}{n^2} L$ ، بفرض n و n' قرينتي الوسطين : اي وسط الجسم ووسط الخيال ، فسينتج من انحفاظ التدفق ومن العلاقة [١١،٥] ان :

$$L\, d^2U = L' d^2U' \qquad [٥،١٢ مكرر]$$

باعتبار d^2U' المدى، في وسط قرينته n' لحزمة مداها dU في الوسط الذي قرينته n . ويستنتج من ذلك :

$$n^2 d^2U = n'^2 d'^2 U' \qquad [١٢،٥]$$

يمكن الحصول على هذه العلاقة مباشرة بالانطلاق من قوانين الانكسار .

ه) نقول عن منبع ضوئي انه يخضع لقانون لامبير (او انه **مستقيم المناحي**) عندما يكون لمعانه L واحداً في جميع المناحي التي يشع فيها . وفي هذه الحالة تكون اصداريته :

$$M = \pi L \qquad \text{(في الوحدات المترابطة)} \qquad [١٣،٥]$$

يمكن البرهان على هذه العلاقة بنفس المحاكمة التي طبقت على الاصدارية وعلى اللمعان الطاقي (الجزء ٢ ، الفقرة ٢٠-٢ ج) .

و) من المـلائم احياناً (ولا سيما في تقنية الانارة) ان يظهر جـداء التدفق الضوئي بالزمن الذي استخدم فيه هذا التدفق . وهذا المقدار Q_1 يسمى **كمية الضوء**، واذا تغير التدفق بدلالة الزمن t نكتب :

$$Q_l = \int F.dt \qquad [١٤،٥]$$

وبنفس الكيفية نطلق اسم كمية الاستنارة على المقدار:

$$Q_e = \int E dt \qquad [١٥،٥]$$

الذي هو جداء استنارة بمدة استعمالها .

يلخص الجدول ١٥ – ١ التعاريف التي تقـــدم عرضها ، كما ويسرد اقداراً اخرى تميز الخواص الفوتومترية للاجسام العاكسة والنافذة والماصة للضوء ، والتي سيرد الكلام عنها في الفقرتين ٥ – ١٠ و ٥ – ١١ .

الجدول ٥ – ١

الاقـــــدار والوحـــــدات الفوتومتـــــرية

	الرمـــز	**الوحـــــدات**
التدفق الضوئي	F	لومن .(lm)
الاستنارة	$E = \frac{dF}{dS}$	لوكس (١لوكس=١لومن/م٢) فوت (١فوت =١لومن/سم٢ = ١٠٤لوكس
الاصدارية	$M = \frac{dF}{d\Sigma}$	lm/m² = 10⁴ lm/cm².
الشدة الضوئية	$I = \frac{dF}{d\Omega}$	كانديلا (١ كانديلا = ١ لومن / ستيراديان)
اللمعان	$L = \frac{dI}{d\Sigma \cos\alpha}$	نيت (١ نيت = كانديلا / م٢) ستيلب (١ ستيلب = ١ كانديلا / سم٢ = ١٠٤ نيت)
كمية الضوء	Lt	لومن – ساعة (١ لومن ساعة = ٣٦٠٠ لومن ثانية
كمية الاستنارة	Et	لوكس – ثانية
عامل النفوذ أو التوصيل	$\tau = F_t/F_i$	عامل الامتصاص $\alpha = F_a/F_i$
عامل الانعكاس	$\rho = F_r/F_i$	عامل اللمعان $\beta = \pi L/E$

٥ ـ ٣.— الوحدات الفوتومترية .

يمكن التفكير بربط الوحدات الضوئية مباشرة بالوحدات الميكانيكية الاساسية وذلك بان نتخذ كمعيار للتدفق الضوئي حزمة شعاعات تنقل استطاعة محددة ولهــا منحني توزيعي طيفي محدد تماماً . ولكن العلم لا يزال بعيداً عن الوصول في القياسات المطلقة للطاقة الاشعاعية وفي المقارنات الطيفية الضوئية الى الدقة اللازمة .

لاسباب عملية اتخذت وحدة الشدة الضوئية وحدة اساسية فوتومترية ، وهي الوحدة التي تسمى الآن **كانديلا** Candela (ورمزها cd) وقد حل هــذا الاسم ، نتيجة توصيات اللجنة الدولية للمكاييل والموازين (عام ١٩٤٨) محل اسم الشمعة التي كانت تمثل سابقاً نفس الوحدة . وسيرد تعريف هذه الوحدة في الفقرة ٥ - ٨ .

ب) وحـدة التدفق الضوئي هي الـ **لومن** lumen (ورمزه lm) وهو التدفق الذي يصدره، ضمن زاوية مجسمة قدرها استيرديان، منبع شدته في جميع المناحي المفيدة ١ كانديلا .

ويطلق اللوكس lux (ورمزة lx) على استنارة سطح يتلقى على متر مربع تدفقـاً قدره لومن واحد موزع بانتظــام ، وفوت phot (ورمزه ph) على استنارة سطح يتلقى لومناً واحداً في السنتمتر المربع ، فيكون بنتيجة ذلك :

$$1 \text{ ph} = 10^4 \text{lx} \qquad [٥،١٦]$$

تفيد نفس الواحدات في قياس الاصدارية ، ولكن تسميتها تصبح : لومن في المتر المربع (بدلاً من اللوكس) او لومن في السنتمتر المربع (بدلاً من الفوت) .

يعطينا الجدول ٥ – ٢ بعض الأمثلة على الاستنارات مقدرة باللوكس :

الجدول ٥ – ٢
امثلة عن قيم الاستنارة

الاستنارات التي تحدثها :	
السماء الليلية	٣ ٠٠٠و٠ لوكس
ضوء البدر	٢و٠ لوكس
الانارة الاصطناعية	عشرات اللوكس
– الطبيعية (الداخلية)	مئات اللوكس
في اشعة الشمس	٠٠٠ ١٠٠ لوكس تقريباً

ج) يقاس اللمعان عادة بالكانديلا في المتر المربع وتسمى هذه الوحدة ايضاً نيت[1] (ورمزها *nt*) ويستخدم ايضاً الـ ستليب Stilbe (*sb*) او الكاندلا في السانتمتر المربع $1\ sb = 10^4 nt$.

يعطينا الجدول ٥ – ٣ بعض امثلة عن اللمعان، ومن المفيد لتجنب العشاوة

الجدول ٥ – ٣
امثلة لقيم اللمعان

البدر في سماء صاحية	٢و٥ × ١٠^٣ نيت
اللهب المضيء	١٠ الى ٢٠ × ١٠^٣ 〃
الورق الابيض المضاء بالشمس	٣٠ × ١٠^٣ 〃
الشعيرة الفحمية للمصباح المتوهج	٠و٨ × ١٠^٦ 〃
شعيرة التنغستين 〃 〃 (في جو غازي)	٥–١٠ × ١٠^٦ 〃
قوس كهربائية بين مسريين من الكربون الصافي	١٦٠ × ١٠^٦ 〃
الشمس من خلال الجو	١٦٠٠ × ١٠^٦ 〃

(١) لم توص اللجنة الدولية للانارة بهذا الاسم .

(٤ ، ١٧ – ٨) ان تستخدم عند اللزوم عاكسات للضوء او ناثرات مناسبة كيلا تعرض العين لمنابع ضوئية يتجاوز لمعانها ١٠^٦ نت تقريباً .

ملحوظة . – ينبغي دوماً، عند تطبيق الصيغ ، استعمال وحدات مترابطة، وخاصة عند تطبيق العلاقة [١٣،٥]. تقدر M بـ lm/m^2 و L بالنيت (cd/m^2) . او انه تقدر M بـ lm/cm^2 و L بالستيليب (cd/cm^2) .

فلنتصور مثلاً قطعة من الورق الابيض في عين الشمس ، تتلقى استنارة قدرها ١٠٠ الف لوكس . فاذا اهملنا الامتصاص ، رأينا ان اصداريتها تقارب ١٠٠ ٠٠٠ لومن/م^٢ ، وانه بالنتيجة يكون لمعانها قريباً من ١٠٠ ٠٠٠/π = ٣ × ١٠^٤ نيت او ٣ ستيليب .

د) يمكن تقدير كميات الضوء باللومن – ساعه ، وكميات الاستنارة باللوكس – ثانية .

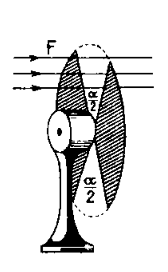
٥ – ٤ . – الطرق المختلفة لتدريج الضوء :

أ) ان القياسات الفوتومترية الابصارية (اي قياس شدة الضوء وما يتبعها) ليس لها نصيب من الدقة الا اذا قامت على المقارنة بين لمعانين يلاحظان في آن واحد تقريباً . فيستطيع المراقب ان يقدر فيما اذا كانا متساويين تقريباً او غير متساويين ، ولكنه لا يستطيع ان يقدر كم مرة يكبر احدهما الآخر او يصغر عنه . لذلك لا بد من الاستعانة بحاجزين (شاشتين) فوتومتريتين متماثلتين ، تضاءان وتراقبان تبعاً لزاويتين متساويتين (بحيث ان تساوي اللمعانين فيهما يقضي حتماً بتساوي الاستنارتين) وتكونان في غالب الاحيان متجاورتين ، كما سيرد ذكره في ٥ – ٥ . وينبغي على الأقل ان تكون احدى الاستنارتين E اللتين يراد مقارنتها ببعضها ، يمكن جعلها مساوية للأخرى بانقاصها بنسبة معروفة . ولدينا من اجل ذلك وسائط الانقاص (التدريج) التي سنبينها .

ب) تقوم ابسط هذه الطرائق على **تغيير البعد** x للسطح المفروض عن المنبع الذي يضيئه ، فاذا بقيت زاوية ورود الاشعة θ على حالها ، فان E تتغير مثلما تتغير $1/x^2$ وفقاً للصيغة [٧،٥] وليست هذه الطريقة قابلة للتطبيق الا اذا كان يمكن اعتبار المنبع نقطياً ، اي اذا كان البعد x ليس بالصغير . (الفقرة ٥ - ١ ، ج) ولا يمكن الا في حالات استثنائية) تغيير الزاوية θ ، لأن الخواص الناثرة للشاشات هي بحيث ان نسبة لمعانها الى استنارتها تتعلق بمنحيي السقوط والمراقبة .

ج) اذا كان لدينا منبع له نفس اللمعان في جميع نقاطه ، فانه يمكن تغيير مساحته السطحية (او طوله اذا كان خطياً) باستعمال **حظار** ، وهـذه الطريقة قليلة الدقة في الجملة بسبب عدم انتظام المنابع .

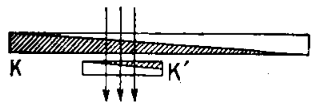
ان قرص تالبوت Talbot (الجزء ١٧،٤ - ١٤ ب) هو قرص عاتم فيه قطاعات مفرغة (الشكل ٥ - ٤) ، يوضع في طريق الحزمة التي يراد انقاص مفعولها الضوئي ،ثم يدار بحيث أن الضوء يمر خلال الجزء $\alpha/2\pi$ من كل دورة لدورانه ، بافتراض ان α (راديان) هي الزاوية المركزية الكلية للقطاعات المفرغة في المنطقة المستعملة . وينبغي ان تكون سرعة الدوران كافية حتى يمكن الاستفادة من دوام الانطباعات الضوئيـة (بضع عشرات من الدورات في الثانية لقرص له فتحة واحدة . غير ان ضرورات التوازن تحمل على تفضيل الاقراص التي لهـا عدة فتحات) فتبدو عندئذ استنارة الرقعة الفوتومترية ثابتة ومخففـة بنسبة $\alpha/2\pi$ ، وتنتقى الزاوية α في أغلب الاحيان انتقاءً نهائياً (او انه يمكن تغييرها وفق قيم متقطعة) ولكنه توجد ايضاً لقرص تالبوت نماذج يمكن فيها تنظيم α اثناء الدوران .



الشكل ٥ - ٤ . قرص تالبوت ، له فتحتان متناظرتان

د) ان قانون مالوس (الجزء ٢٦٤ - ٩ د ، وفي الفقرة ٧ - ٢ من هـــذا الكتــاب) يعطينا وسيلة مناسبة لانقاص التدفق الضوئي انقاصاً يتناسب مــع مربع تجيب الزاوية التي تؤلفها مناحي الاهتزازات الضوئية النافذة من مقطب ، والمناحي النافذة من محلل موضوع بعده على استقامة الاشعة . على انه اذا كان المقطب هو الذي يدور ، فينبغي ان لا يكون الضوء الساقط عليه قد استقطب قبلاً ، واذا كان المحلل هو الذي يدور ، فينبغي ان لا يتعرض الضوء بعداختراقه له الى النفوذ او الى الانعكاس بواسطة اجســـام اخرى بشكل يتعلق بحالته الاستقطابية . واذا اهملنا هذه الشروط تعرضنا لاخطاء جسيمة .

هـ) يمكن أخيراً انقاص التدفق الضوئي بوضع **مرشحة** في طريقه كالزجاج المسود ، الذي يمكن ان يكون صفيحة متوازية الوجهين ، او جملة من قرنتين لها زاوية حادة تكون كل واحدة منها قابلة للتحريك بالنسبة الى الاخرى (الشكل ٥ـ٥) بحيث تؤلفان ما يعادل صفيحة ذات ثخن قابل للتنظيم .



الشكل ٥ - ٥ . - مرشحة نفوذية متغيرة تتألف من قرنة متحركة K ومن قرنة مقابلة K′ .

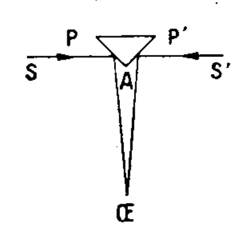
ان نفوذية المرشحات التي من هــذا النوع تتغير في الجملة مع طول الموجة ، حتى ولو كانت من النوع المسمى **بالمعتدل** (اي غير اصطفائي) . ويمكن استخدامها من أجل القياسات التي تجرى على الاضواء الوحيدة اللون بعد ان تدرج مثلاً ، بتطبيق قانون المسافات ؛ واما اذا كان الضوء مركباً ، فإنه ينبغي التوثق من ان تركيبه الطيفي لا يتعدل تعدلاً محسوساً بعد اختراقه للمرشحة .

٥ ـ ٥ . ـــ الرقاع الفوتومترية .

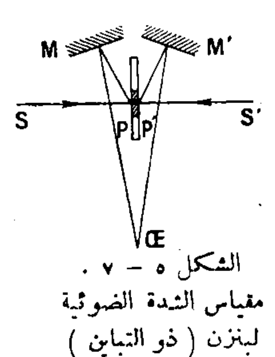
أ) لصنع الرقاع الفوتومترية التي تتلقى الاضواء التي يراد مقارنتها ، استخدمت حواجز (شاشات) ناثرة بيضاء من الورق او من الكرتون او الزجاج الشاف او

الجص ... ، وتدل التجربة على ان القياسات تصبح ادق كلما كان السطحان اقرب تجاوراً وان الزاوية التي ينظر اليها منها هي ٤ الى ٨°.

يتألف مقياس الشدة (فوتومتر) لريتشي Ritchie (الشكل ٥ - ٦) من موشور قائم الزاوية من الجص حرفه A رفيع بقدر الامكان ، وبضاء السطحان P و P′ ويراقبان تحت زاوية ورود قريبة من ٤٥°. فعندما تتساوى استنارتاهما يختفي الخط الفاصل بينهما اذا كان للضوئين نفس اللون ، ويقال انه قد حصل حينئذ توازن فوتومتري .



الشكل ٥ - ٦ .
مقياس الشدة الضوئية
لريتشي



الشكل ٥ - ٧ .
مقياس الشدة الضوئية
لبنزن (ذو التباين)

ب) في مقياس الشدة الضوئية لبنزن Bunsen (الشكل ٥ - ٧) تضاء شاشة شافة (من الورق) اضاءة ناظمية بالضوئين اللذين يراد المقارنة بينهما . ولهذه الشاشة منطقة مركزية شبيهة **ببقعة من الزيت** ، عاملا نفوذها وانعكاسها يختلفان عن سائر الشاشة (الفقرة ٥ - ١٠) يلاحظ الوجهان P و P′ بالانعكاس على مرآتين M و M′ ، وتكون العين Œ موجودة في مستوى تناظر الجهاز .

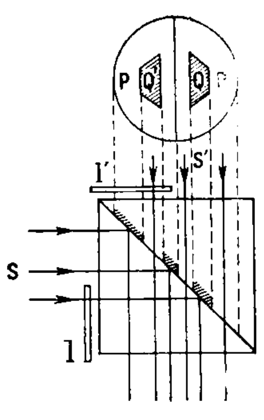
لا يتفق التوازن الفوتومتري مع التساوي في لمعاني السطحين فحسب (وهذا امر صعب التقدير لانهما ليسا متحاذيين) ، بل مع تساوي التباين في خيالي بقعة الزيت المنظورين في المرآتين (٤-٣٦٤) : فاذا تغيرت احدى الاستنارتين ازداد تباين احد هذين الخيالين ، بينما نقص الآخر . وذلك امر تسهل ملاحظته .

ج) يشمل عدد من مقاييس الشدة الضوئية على جهاز يسمى مكعب لومّر وبرودون Lummer et Brodhun . وهو يتألف من موشورين شفافين قائمي

الزاوية متساويي الساقين متلاصقين بالوجه الوتري (الشكل ٥-٨) ويجعل هـذا الوجه شفافاً في جزء من سطحه (بواسطة طلي احـــد الموشورين بالمعدن او بازالة التماس ما بين الموشورين ، مع جعل الموشور الخلفي مجوفاً قليلاً بحيث يحصل انعكاس كلي) فهذا القسم يؤلف احدى الرقعتين P اللتين تلاحظهما العين Œ ، وعلى بقية وجه الوتر ، التي تؤلف الرقعة الثانيـة ′P ، يكون تماس الموشورين بحيث ان جملتها تصبح معادلة لصفيحة متوازية الوجهين . ويمكن لـ P و ′P شكل مستطيلين او نصفي دائرة متلاصقين ، او دائرة صغـيرة وحلقة تحيط بها . وان اهمية هذا الجهاز هي في أن خط الفصل فيه يمكن جعله رفيعاً جداً . ويأتي الضوء الساقط على P و ′P من حاجزين ناثرين يضاءان بالضوءين اللذين يراد عمل المقارنة بينهما (انظر الشكل ٥-١٠) الا اذا استعملت تركيبة ليس فيها حاجز ناثر . كما سيرد بيانه في الفقرة ٥-٦ ب .

الشكل ٥ — ٨ .
المكعب الفوتومتري
للومر وبرودون

يحوي مكعب لومر ذو التباينات على ٤ رقاع تكون اشكالها مثلا نصفي دائرتين وشبهي منحرفين، المبينة في الشكل ٥ — ٩. فيتلقى نصف الدائرة P وشبه المنحرف Q ، بالانعكاس ، ضوء المنبع S . ويتلقى نصف الدائرة ′P وشـــبه المنحرف ′Q بالنفوذ ضـــوء المنبع ′S . وهناك صفيحتـــان رقيقتان متوازيتا الوجهين l و ′l موضوعتان في طريق الضوء تنقصان الضوء الوارد على Q وعلى ′Q بنفس النسبة (وتكون على العموم في حدود ٨٪ ، وهو مجموع التضييعات بالانعكاس على وجهي الدخول والخروج لكل من l و ′l ، باعتبار الامتصاص ضعيفا مهملا) . بنتيجة ذلك ، عندما يحصل التوازن الفوتومتري ، يكون لمعانا P و ′P متساويين وكذلك لمعـــانا Q و ′Q ايضا ،



الشكل ٥ — ٩
مكعب لومر ذو التباينات

ولكنها اقل قليلا من الاولين . واذا زادت استنارة P قليلا على استنارة P′ فان تباين Q′ بالنسبة الى P يتناقص ، وتباين Q بالنسبة الى P′ يزداد . وان امكان تحقيق رقاع ذوات تباين بخطوط فصل رفيعة جداً تجعل هذا الجهاز مرضياً جداً .

٥ ـ ٦ . — دقة القياسات . المنابع العيارية :

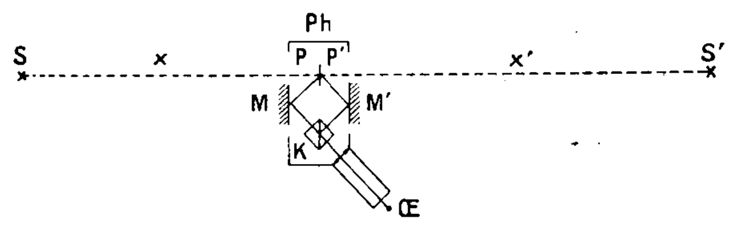
اذا كرر قياس فوتومتري ابصاري عـــدة مرات وجد في النتائج تشتت ملحوظ . وان الارتياب في القياسات الوسطية للشدة المتماثلة الألوان التي يقوم بها مجرب خبير ، لا ينزل ابداً دون ٢ – ٣ بالألف .

يضاء احـد السطوح عادة بمنبع ضوئي عياري تجعل شدته ثابتة بدون ان يكون ثمة ضرورة الى معرفتها . وهذه الطريقة التي تذكر بطريقة الوزن بعيار ثابت (الجزء الاول ، ٦ – ٤) تمتاز بانها تتخلص من بعض اسباب الخطأ الناجمة عن عيوب التناظر في اجهزة القياس .

والعيار اليوم يكاد يكون دوماً مصباحاً كهربائياً متوهجـاً ذا شعيرة ، له مواصفات استعمال شبيهة بمواصفات العيارات الكهربائية المتوهجة (الفقرة ٥ – ٨ أ) وتكون متفاوتة في دقتها حسب درجة دقة القياس المطلوبة .

٥ ـ ٧ . — القياس الابصاري للشدات الضوئية . التوزع الفراغي :

أ) تجرى عمليات مقارنة الشدات الضوئية في اكثر الاحيان ، بواسطة **المنضدة الفوتومترية** . وتتألف من سكتين متوازيتين طول الواحدة منها عدة امتار . وعليها عربتـان تحملان المنبعين S و S′ و « الرأس الفوتومتري » Ph (الشكل ٥ – ١٠) وعلى هـذا الرأس الرقعتان الفوتومتريتان وعينية تحدد موضع العين Œ . وعندما يحصل التوازن الفوتومتري يكون :



الشكل ٥ — ١٠ — مبسط مبدئي لمنضدة فوتومترية ؛ الحالة التي زود فيها الراس الفوتومتري Ph بمكعب لومر K ، مقروناً بحاجز ناثر عاتم ، ينظر الى وجهيه PP' بالانعكاس على المرآتين M و M'

$$I/x^2 = I'/x'^2 \qquad [١٥،٥]$$

I و I' هما شدتا المنبعين S و S' و x و x' هما بعداهما عن مقياس الشدة الضوئية.

يبحث عن التوازن بتحريك Ph بين S و S' الثابتين (وذلك في اغلب الاحيان ايسر وانسب من تحريك المنبعين) او بتغيير x فقط او x' ، بحيث تظل احدى الاستنارتين ثابتة . وتقرأ المسافات (بتقريب قدره ٥،٠ مم مثلاً) على مسطرة مدرجة مثبتة على المنضدة .

— ٥ — يتحقق بسهولة ، بواسطة المنضدة الفوتومترية ، من صحة مختلف طرق تدريج الضوء التي سبق ذكرها في الفقرة ٥—٤ .

ب) اذا كانت النسبة I/I' (مثلاً) كبيرة ، في حدود ١٠٠ وكان x' ينبغي الا يقل عن ١ م لكي يمكن اعتبار المنبع S' نقطياً ، فان الصيغة [٥،١٧] تبين اننا نضطر عندئذ الى ان نجعل x' قريباً من ١٠ م ، اي ان نستعين بمنضدة ذات طول مزعج جداً . في مثل هذه الحالة يمكن ان نعترض طريق الضوء بين S و Ph بقرص تالبوت ، يكون عامل التخفيض فيه كافياً ، اي واقعاً بين ١/٢٠ و ١/١٠٠ مثلاً .

ج) لدى دراسة الضوء ذي الشدة الضعيفة (وخاصة في قياسات شدة الضوء

الطيفية ، او في القياسات على التفلور) يستعان أحياناً بمقاييس لشدة الضوء **ليس لها شاشة ناثرة** . فيوضع المنبعان S و S′ بالترتيب في المحرقين الجسميين لعدستين L و L′ بعداهما المحرقيان f و f' (الشكل ٥ – ١١) . فالحزمتان المتوازيتان اللتان تخرجان من هاتين العدستين تسقطان بعدئذ على مكعب لومر K الذي تراقبه العين Œ الواقعة في المحرق الخيالي للعينية Oc ، حيث يتشكل الخيالان الحقيقيان لـ S و S′ . وما دام هذان الخيالان داخل البؤبؤ (أي صغيرين جداً) ومتطابقين فوق بعضهما ، فانه يحصل لدينا عند تحقيق التوازن الفوتومتري :

S′
f'
L′
S
f
K
L
Oc
Œ

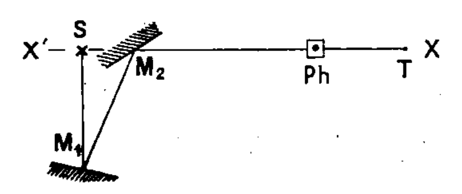
الشكل ٥ – ١١ .
مبدأ مقياس شدة الضوء بدون حاجز ناثر

$$I / f^2 = I' / f'^2 \qquad [٥ ، ١٨]$$

وتبدو لنا الرقعتان اضوأ بكثير مما لو استعملنا حاجزاً ناثراً (حتى ولو كانت المسافات x و f و x' و f' متقاربة في أقدارها) (لأن التدفقين الضوئيين الساقطين على الرقعتين في هـذه الحالة يكونان موجهين تماماً نحو العين ، في حين ان انتشار الضوء على الحاجز يدفع بعيداً عن العين القسم الاكبر من هذين التدفقين . غير انه للحصول على التوازن الفوتومتري عندما يكون f و f' ثابتين ، ينبغي ان نستعين بإحدى الادوات المبينة في الفقرات ٥–٣ ج الى ٥– ٣ هـ .

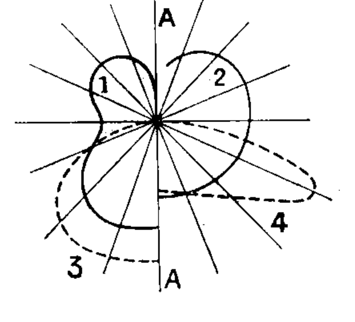
د) يحتاج في كثير من الاحيان الى معرفة توزع الشدات الضوئية لمنبع S ، في مختلف مناحي الفراغ . واذا كان لا يمكن ان يعطى للمنبع كل التوجيهات، المرغوبة ، فانه يستعان بمجموعة من المرايا تستخدم بزوايا ورود ثابتة ، مثلما هو

الشأن عندما ندور معاً M_1 و M_2 اللتين في الشكل ٥–١٢ حول المحور X'X المار



الشكل ٥ - ١٢ - . مثال الجهاز المستخدم لدراسة التوزع الفراغي للشدات الضوئية . T هو المنبع العياري .

بالمنبع وبمقياس شدة الضوء . ويعطينا الشكل ٥– ١٣ أمثلة عن النتائج العائدة الى المنابع الضوئية التي لها تناظر دوراني تقريباً .



الشكل ٥ – ١٣ . أمثلة عن المنحنيات القطبية للتوزيع الفراغي للشدة الضوئية (A محور الدوران) : ١ ، المصباح العاري ذو الشعيرة الحلزونية ، ٢ نفس المصباح مع زجاج شاف ، ٣ - مصباح مع عاكس ، ٤ - مصباح مع كاسر .

٥ - ٨ — . معيارات الشدة الضوئية .

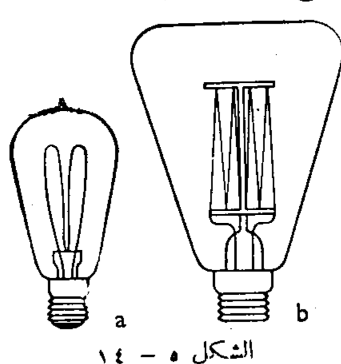
أ) ان تعريف وحدة الشدة الضوئية (الفقرة ٥ – ٢ أ) قد طرأت عليه تعديلات متتابعة القصد منها زيادة الدقة في التعريف بدون تغيير قيمتها تغييراً محسوساً .

فبعـــد الشمعات ومصابيح اللهب (مصابيـح كارسل Carcel الزيتية وغيرها) خلفتها كمنابع عيارية او عديلة ثم كمنابع معيارية مصابيح التوهج ذات شعــــيرة الكربون المصنوعة بعناية زائدة . بعد ان تقضي هذه المصابيح برهة تكوين تبلغ بضع عشرات من الساعات ، وبشرط ألا تتعرض لتوتر يتجاوز توترها الكهربائي النظامي ، تصبح شدتها الضوئية مستقرة

بتقريب بضعة اجزاء من الألف عندما يثبت التوتر بين مربطيها بتقريب بضع عشرات من الألف . وعندما تمضي مدة طويلة على استعمال المصباح ، يغطي الكربون المتطاير جدار الحبابة الداخلي فيصبح ماصاً بدرجات متزايدة وتزيد مقاومة المصباح ولا يعود صالحاً للاستعمال في القياسات الدقيقة .

اختير عدد من المصابيح بالاصطفاء وعينت شداتها الضوئية بالمقارنة مع معيارات سابقة ، واستخدمت في فترات نادرة لتعيير معيارات ثانوية واستبدل بها في الوقت المناسب . وهكذا اتفق على ان الشمعة تمثل بكسر (جزء) معين من وسطي الشدات في منحى معين ، لخمسة مصابيح مودعة لهذه الغاية في الكونسيرفاتوار القومي للفنون والحرف .

يرينا الشكل ٥ – ١٤ نموذجين من المصابيح المتوهجة العيارية ، فاما ذو شعيرة التنغستين فان التغير النسبي فيه لشدة الضوء dI/I فهو في حدود ٤ امثال التغير dV/V للتوتر الكهربائي بين مربطي المصباح (مقابل ٦ أمثال في مصباح الكربون) وان درجة حرارة اللون الحاصلة تسمح بمقارنات اكثر تجانساً في اللون في شعيرة التنغستين منها في شعيرة الكربون في الاضواء المستعملة . تركز الشعيرة في مستو وتجري قياسات الشدة الضوئية في منحى عمودي على هذا المستوي . وتؤمن التغذية الكهربائية بواسطة المدخرات وتجري القياسات الكهربائية بواسطة مقياس الكمون (الجزء ٦ ، ٦ – ١٥) .

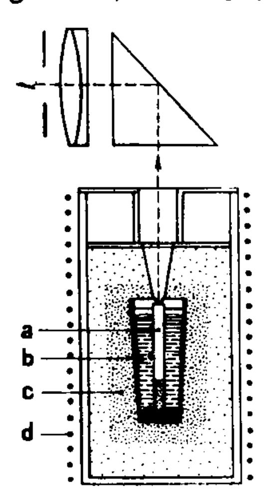


الشكل ٥ – ١٤
المصابيح المعيارية
a) ذوات شعيرة الكربون
b) ذوات شعيرة التنغستين

ان المصابيح التي تتخذ كمنابع عيارية تستدعي كلها عين الحيطة والحذر ،

ويتفاوت ذلك حسب الدقة المنشودة. وتنظم عادة شدة التيار الذي يغذيها (بدلاً من تنظيم التوتر بين مربطيها) ، وتراقب احياناً مقاومتها الكهربائية (بتوكيبها في جسر وتسطن راجع الجزء ٦ ، الفقرة ٦ - ١١) وذلك يثبت درجة حرارتها وبالتالي نظامها الضوئي .

ب) ظل المعيار المؤلف من مصابيح التوهج ذا صفة كيفية غير مضمونة الضبط ، ولم يكن استقراره يبدو مضموناً ضمانة مطلقة ، غير ان التقدم الذي تحقق في مجال صنع الاجسام السوداء (٢ ، ٢٠ – ٣ ب و ٢٠ – ٧) قد مكن اخيراً من تبنيها كمعيارات اولية : وتعرّف الكانديلا اليوم بأنها جزء من ستين من الشدة المشعة في المنحى الناظمي لسنتمتر مربع من جسم اسود موجود في درجة تصلب البلاتين . وهذه الدرجة يمكن تحقيقها ويبقى البلاتين نقياً اذا سخن بواسطة التحريض في التواتر العالي . (٥، ٤ - ٣) في بوتقة من التورين . ويمثل لنا الشكل ٥ – ١٥ هذا الضرب من الجسم الاسود المعياري .



الشكل ٥ – ١٥ . جسم اسود في درجة انجماد البلاتين ، a) جسم اسود b) بلاتين ، c) تورين مسحوق ، d) وشيعة التسخين

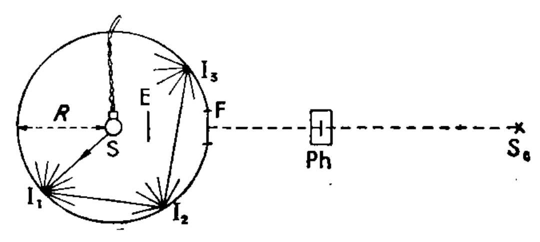
٥ - ٩ . — القياس الابصاري للتدفق الضوئي

تميز المنابع الضوئية اليوم بواسطة تدفقها ، بدلاً من شدتها ، ويمكن تحقيق هذا التدفق بالعلاقة :

$$F = \int I d\Omega \qquad [١٩،٥]$$

المستنتجة من [٥، ٤] (او بوجه افضل بمجموع يحل محل هذا التكامل) اذا عرفنا الشدة في جميع المناحي ، الداخلة في هذا الحساب .

متى كان لدينا منبع ذو تدفق معروف ، فانه يمكن ان نقارن به منابع اخرى بواسطة جهاز **مقياس اللومن** (او مقياس التدفق) كجهاز اولبريشت ـ بلوندل Ulbricht - Blondel . (الشكل ٥ – ١٦) وهو يتألف من كرة



الشكل ٥ – ١٦ . – مقياس اللومن الكروي (لم يمثل فيه حامل الشاشة E) . وقد مثل فيه الانتثار الحاصل في نقطة ما I_1 لشعاع صادر من S ، والانتثار في I_2 لأحد الاشعة المنتثرة في I_1 ، الخ .

جوفاء $\sum$ ، نصف قطرها R ، مطلية من الداخل بطلاء ابيض ناثر ، ولها نافذة صغيرة F مجهزة بزجاج شفاف ، وليكن S منبعاً تدفقه الضوئي F ، موضوعاً في داخل الكرة ، ويمنعه الحاجز E من ان يضيء F مباشرة . ان هذا الحاجز ، وجميع الحوامل مطلية بالبياض . فاذا كانت ابعادها وابعاد المنبع والفتحة F كلها صغيرة بازاء R ، وكان الطلاء يعكس في كل نقطة من نقاطه نفس الجزء (الكسر) ρ القريب من الواحد ، من التدفق الضوئي الذي يتلقاه ، فان الاستنارة E للزجاج الشاف تكون متناسبة مع F .

والتدفق الضوئي الذي اصابه انعكاس هو $F\rho$ ، والذي اصابه انعكاسان هو $F\rho^2$ ، الخ ... ونحصل على استنارة النافذة التي تتلقى كل هذه التدفقات المنتثرة (ولكن لا تتلقى الاشعاع المباشر) بتقسيم مجموعها بسطح $\sum$ اي $4\pi R^2$:

$$E = \frac{F}{4\pi R^2}(\rho + \rho^2 + \rho^3 + \ldots) = \frac{1}{4\pi R^2}\cdot\frac{\rho}{1-\rho}F \quad [٢٠ ، ٥]$$

واذا احللنا عدة منابع الواحد بعد الآخر محل الأول ، فان نسبة تدفقاتها

تساوي نسبة الشدات الضوئية للزجاج الشاف (في منحى معين) وهذه النسبة تقاس بواسطة مقياس الشدة الضوئية Ph ذي المصباح العياري S_0 . ولا حاجة لمعرفة R ولا ρ ، بشرط ان يظل هذا الأخير ثابتاً تماماً . وتستخدم **كرات كاملة** مبنية على هذا المبدأ في عدة مقاييس للشدة الضوئية .

٥ - ١٠ . — القياس الابصاري للاستنارة واللمعان :

أ) يطلق اسم لوكس متر (او مقياس اللوكس) على الاجهزة التي تفيد في قياس الاستنارة ، واسم مقياس اللمعان او نيتومتر على الاجهزة التي تستعمل لقياس اللمعان . وليس على العموم فرق مبدئي بين هذين النوعين من الاجهزة ، لأنه اذا اريد قياس الاستنارة في نقطة ما A في استقامة معينة على مستو ، يوضع وفق هذه الاستقامة حاجز ابيض يكون جيد النثر الى اقصى حد (انظر ٥ - ١١) يسمى احياناً **لوحة التجويب** الفوتومتري . ويقاس لمعانها .

على ان نموذج مقياس اللوكس الممثل بالشكل ٥-١٧ لا يمكن ان يستعمل مقياساً للمعان . وهو يحوي سلسلة من الرقاع P_1 ، P_2 ... الشافة ينيرها منبع عياري بالنفوذية وتتناقص انارته لها كلما زاد بعده عنها . وهذه

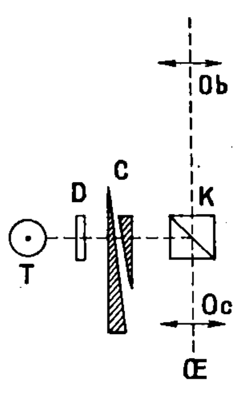
الشكل ٥ - ١٧ .
مقياس اللوكس ذو الرقاع المتعددة

الرقاع قد اقتطعت من غطاء عاتم ابيض ناثر بالانعكاس لعلبة B قد بيضت جدرانها الداخلية ايضاً . وعندما يتلقى الغطاء استنارة قدرها E ، فانه يصادف على العموم ان اقرب الرقاع الى S تبدو اضوأ من الخلفية التي تحيط بها وان الرقاع القاصية

عن S تبـدو أقل ضياءً من هذا الخلفية . فتقدر E تقديراً تقريبياً حسب موقع الرقعة P التي يبدو ان لها عين لمعان الخلفية .

ب) يوجد اشكال عديدة من مقاييس اللوكس والنيت الابصارية . وكل النماذج الحديثة منها تحوي على مصباح عياري كهربائي يغذى ببطارية مدخرات وله مقاومة قابلة للتعديل لتنظيم شدة التيار ، ومقياس للأمبير (او تركيبة على اساس جسر وتستون ، راجع الفقرة ٥–٧ ج) وتكون الرقاع الفوتومترية هي سطوح مكعب لومر ، ويحصل على التوازن باحدى طريقتي تدريج الضوء الموضحتين في الفقرة ٥ - ٣ .

نذكر على سبيل المثال مقياس النيت لجوبان وايفون Jobin-Yvon ، الذي يبين لنا الشكل ٥–١٨ صورة مبسطة عنه .



الشكل ٥ – ١٨ . مبسط مقياس النيت لجوبان وايفون. T مصباح عياري، D صفيحة ناثرة ، C قرنة مضاعفة ماصة ، K مكعب لومر ، Ob جسمية تؤلف على K خيالاً للجسم الذي يقاس لمعانه ، Oc عينية ؛

كثير من هذه الاجهزة قد درج رأساً باللوكس او بالنيت . وهي تعيّر أو تراقب عند الازوم بارسال استنارة معينة معروفة على لوحة التجريب او باستخدام عيار ثانوي المعان . ويمكن ان يكون هذا مصباحاً ذا شعيرة من التنغستين شبيه بالمعيارات النارية (الحرارية) (٢،٢-٩ أ) .

يمكن ان تتدخل عدة اسباب للخطأ ، في استعمال مقياس اللوكس : تغير المصباح العياري ، خلخلة (لعب) القطع الميكانيكية ، الظلال التي يسقطها الشخص المراقب او المجرب ، أضواء طفيلية ... ولحسن الحظ يمكن الاكتفاء في اغلب القياسات باستنارات (او بلمعانات) قليلة الدقة (اي في حدود بضعة أجزاء من مائة فقط) .

٥ - ١١ — . عوامل الانعكاس ، والنفوذ (التوصيل) والامتصاص .

أ) يطلق اسم **عامل الانعكاس** لسطح ما ، على النسبة :

$$\rho = F_r / F_i \qquad [٥ - ٢١]$$

بين التدفق المنعكس والتدفق الوارد العائد اليه ، ونفترض في هذه الفقرة ان الانعكاس موضوع البحث هو انعكاس نظامي .

كذلك يعرّف **عامل النفوذ او التوصيل** لجسم بالنسبة :

$$\tau = F_t / F_i \qquad [٥،٢٢]$$

بفرض F_t التدفق النافذ من خلال الجسم .

وعامل الامتصاص

$$\alpha = F_a / F_i \qquad [٥،٢٣]$$

باعتبار F_a التدفق الممتص .

واذا أخذنا بعين الاعتبار عنـد تقدير ρ جميع الضوء المنعكس (كالذي ينعكس مثلاً على وجه الخروج ووجه الدخول في صفيحة متوازية الوجهين) يحصل معنا طبعاً :

$$\rho + \tau + \alpha = 1 \qquad [٥،٢٤]$$

وعندما يكون τ معدوماً :

$$\rho + \alpha = 1$$

تتغير هذه العوامل احياناً تغيراً كبيراً مع التركيب الطيفي للضوء . وفي

الحالة المخالفة لذلك (حالة الضوء الوحيد اللون) يكون قياسها عملية من عمليات قياس شدة الضوء المتجانس اللون .

واذا كان الامر امر انعكاس ونفوذ نظاميين، يشكل لجسم لمعانه L خيال يكون لمعانه حسب الأحوال اما $L' = \rho L$ أو $L' = \tau \frac{n'^2}{n^2} L$ ، بفرض n و n' قرينتي وسط الخيال ووسط الجسم (١٩٤،٤–٦) وفي الجملة يكون الجسم والخيال في الهواء وتكون $n' = n$ ، ويعود قياس ρ و τ اذن الى قياس النسبة L'/L ، وتستنتج α من ذلك بالعلاقة [٣٤،٥] .

ب) في الوسط المتجانس غير الناثر ينقص اجتياز سماكة قدرها de القيمة النسبية للسعة L_λ لشعاعة وحيدة اللون انقاصاً متناسباً مع de ، أي أنه يمكن أن نكتب :

$$\frac{\mathrm{d}E_\lambda}{E_\lambda} = -K\,\mathrm{d}e \qquad [٢٥،٥]$$

يسمى K **عامل الامتصاص**[١] للوسط بالنسبة الى طول الموجة λ .

ولما كانت التدفقات الضوئية متناسبة مع مربعات السعات ، فان التدفق F_1 يصبح بعد اجتيازه لسماكة قدرها e ، هابطاً الى القيمة F_2 ، بحيث يكون :

$$F_2/F_1 = \exp(-2Ke) \qquad [٢٦،٥]$$

ملحوظة . — يطلق بعض المؤلفين اسم عامل الامتصاص على الكمية :

$$\ln \frac{F_2}{F_1} = 2K \quad \text{بدلاً من } K$$

(١) يجب الا نخلط عامل الامتصاص مع الفعالية الضوئية (الصيغة [٢،٥]) الممثلة بنفس الرمز .

وابعاد K هي أبعاد مقلوب الطول ، فبعد سير قدره $\frac{1}{2K}$ يهبط التدفق الى النسبة $\frac{1}{e}$ من قيمته الأصلية ، بفرض e اساس لوغاريتم نيبر .

$$\frac{1}{e} = \frac{1}{2,72} = 0,37$$

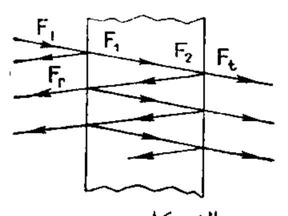
يكون الوسط ضعيف الامتصاص او شديده بالنسبة الى طول الموجة λ حسبما يكون $\frac{1}{2K}$ اكبر بكثير أو أصغر بكثير من λ .

أمثـــلة :

المادة	λ (m)	$2K$ (m^{-1})	$\frac{1}{2K\lambda}$
المـــاء	٠٫٨ × ١٠$^{-٦}$	٢٫٤	٥٢٠ ٥٠٠
الزجاج الاسود	٠٫٥ —	١٠^{٤}	٢٠٠
الفوشسين	٠٫٥ —	٥×١٠^{٦}	٠٫٤
الذهب	٠٫٥ —	٨×١٠^{٧}	٠٫٠٢٥

فالجسمان الأولان (حتى الزجاج الاسود) هما قليلا الامتصاص ، والاخيران هما شديدا الامتصاص ، مع فارق هو أن الامتصاص الشديد للفوشسين مقصور على منطقة من الطيف ، بينما ان امتصاص الذهب يمتد من الموجات الهرتزية حتى ما فوق البنفسجي .

د) لنفرض ، بصورة خاصة ، صفيحة متوازية الوجهين ثخنها e (الشكل ٥ – ١٩) عامل الانعكاس على وجـــه الدخول ووجه الخروج فيها هو ρ (مع اخذ ظاهرة الانعكاس المتكرر بعين الاعتبار ، عنـد الضرورة) . يقابل التدفق الوارد النظامي F_i ، عند الدخول



الشكل ٥-١٩ .
التدفق الضوئي النافذ من خلال صفيحة متوازية الوجهين

الى الصفيحة، تدفق F_1 يساوي F_1 (1 — ρ) ويقابل التدفق F_2 ، تدفق بارز :

$$F_t = (1-\rho) F_2$$

فاذا اخذنا العلاقة [٥،٢٦] بعين الاعتبار ، نتج :

$$F_t / F_i = (1-\rho)^2 \exp(-2Ke) \qquad [٥،٢٧]$$

د) يطلق اسم **الكثافة الضوئية** على لوغاريتم $1/\tau$ ، اي :

$$D = \log (F_i / F_t) = \operatorname{col} \tau \qquad [٥،٢٨]$$

فالكثافات ١ ، ٢ ، ٣ ... تقابل اذن عوامل نفوذ قدرها ١و٠ ، ٠١و٠ ، ٠٠١و٠ ، ...

وفي حال الصفيحة الذي اعتبرناه اعلاه ، يكون :

$$D = 2Ke + 2 \operatorname{col} (1-\rho) \qquad [٥،٢٩]$$

اذا كانت الصفائح شديدة الامتصاص كان الحد الثاني من هذه العبارة يمكن اهماله ، وفي الصفائح الكثيرة الشفافية يمكن ان يكون هو الأهم .

واذا طبقنا عدة صفائح ، فان التدفق الوارد على الثانية هو الخارج من الاولى ، وهكذا ، فينتج من ذلك ان الكثافات الضوئية تنضاف .

ملحوظة . – ليست هذه النتيجة صالحة ، ولا كذلك العلاقة [٥و٢٦] الا في حالة الضوء الوحيد اللون ، او اذا كان الضوء مركباً ، فتكون صالحة عندما يمكن اعتبار K هو نفسه بالنسبة الى جميع المواد المركبة للصفيحة .

٥ ـ ١٢ . ـــ الانتشار ، عامل اللمعان ، الامتصاص الظاهري :

أ) ان الجسم الذي ينثر الضوء ، سواء اكان ذلك بالانعكاس والنفوذ

(كالزجـــاج الشاف والزجاج اللبني) او بالانعكاس فقط (كالورق المقوى الابيض) يسمى **مستقيم المناحي** اذا كان لمعـانه واحداً في جميـع المناحي ، مهما كانت زوايا الورود ، وتكون اصداريته عندئذ (الفقرة ٥ - ١ هـ) :

$$M = \pi L \qquad [١٣،٥]$$

فهذا هو **الناثر الكامل** ، واذا كان امتصاصه بالاضافة الى ذلك معدوماً، فان اصداريته M بالانعكاس الانتثاري تساوي في هذه الحالة استنارته E ، ولمعانه هو $L_0 = E/\pi$. وهذه حالة مثالية ، اما في الحالات الحقيقية ، فان هنالك **عاملا للمعان** β يعرّف بالعلاقة :

$$\beta = L/L_0 = \pi L/E \qquad [٣٠،٥]$$

فمن اجل توزيع زاوي معين للاشعة المضيئة ، ومن اجل منحى معين للضوء المنتثر يكون عامل اللمعان هو النسبة بين اللمعان المنظور ولمعان الناثر الكامل . تتغير β في الجملة مع منحى او منـاحي الورود للحزم المولدة للاستنارة E او مع المنحى الذي يلاحظ فيه اللمعان L .

ملاحظة . — لما كان الضوء المنتثر مركزاً في بعض الحـــالات ، بصورة جزئية ، في جوار مناحي الانعكاس الانتثاري ، فان β يمكن ان يكون اكبر من الواحد ، وحتى الى حد بعيد احياناً .

ب) يمكن قياس العامل β بالمقارنة بين اللمعان L للجسم المدروس وبين اللمعان L_0 لناثر معياري ، يكون قريباً بقدر الامكان من الناثر الكامل ، على ان يعرف الفرق بينه وبين هذا الأخير . ويمكن ان يستعان لهذه الغاية بطبقة من المانيزا المحضرة حديثاً (بترسيب بطيء لدخان احتراق المـاغنزيوم الصافي) وتضاء بزاوية ٤٥° وتراقب ناظميـاً فعامل لمعانها يساوي الواحـد بتقريب ١ في المائة .

يكتفى غالباً بدراسة التغيرات النسبية لـ L مع منحى المراقبة ، من اجـل توجيهـات مختلفة للاستنارة . ويمكن ترجمة النتائج بمنحنيات قطبية تسمى **ادلة الانتشار** (ضمن شروط محددة للاستنارة) .

ج) ان الحزمة الوحيدة اللون النافذة **بانتظام** عبر وسط ناثر ، تخسر من تدفقها F الجزء الذي اصابـه الانتشار، واذا كان الثخن المخترق dx ، فان التغير الذي يقابله في F هو على الشكل :

$$dF = -2K_d F\, dx \qquad [٣١،٥]$$

ان **عامل الامتصاص الظاهري** (الناجم عن الانتشار) K_d ، الذي يتغير اجمـالاً مع طول الموجة يضاف اذن الى عامل الامتصاص **الحقيقي** الذي في الصيغة [٢٥،٥] والذي نمثله هنا بـ K_v ، فيعطي العامـــل المسمى **بعامل الامتصاص الكلي** :

$$K = K_v + K_d \qquad [٣٢،٥]$$

بحيث ان التدفق الوارد F_1 يقابله ، بعـد اجتياز ثخن قدره e ، تدفق موصّل بانتظام ومعطىً بالعلاقة :

$$F_2 = F_1 \exp(-2Ke) \qquad [٢٦،٥]$$

ولكن ينبغي الا ننسى ان الضوء الذي ينثره مختلف عناصر وسط واحد يمكن ان ينضاف الى هذا التدفق النافذ .

ملاحظة . — ليكن S سطح المقطع القائم لعنصر ارتفاعه dx، يتلقى ناظمياً على احدى قاعدتيه التدفق $F = Eds$ ، بفرض E استنارته . فالتدفق المنثور $d\Phi = -dF$ يمكن ان يكتب :

$$d\Phi = 2K_d ES\, dx = 2K_d E dv \qquad [٣٣،٥]$$

بفرض dv حجم العنصر .

٥ ـ ١٣ . ـــ قياس شدة الضوء المختلف الالوان :

أ) ان مقارنة الاضواء المختلفة الالوان من وجهة نظر تأثيرها في العين امر ضروري لا لأن مختلف الاضواء المسماة بالبيضاء ليست في الواقع متجـــانسة الالوان تمـاماً (انظر الفصل ٦) فحسب ، بل لأن الانوار الكثيرة الالوان ، كأنوار مصابيح الصوديوم والزئبق او النيون قد اصبح استعمالها منتشراً جداً ، واخيراً لانه يهم الفيزيولوجيين كما يهم الفيزيائيين ان يعلموا الفعالية الضوئية (الفقرة ٥ ـــ ١) لمختلف الاشعاعات المرئية . ولكن هـذه المقارنة صعبة ، وهذا يفسر تنوع الطرق المستعملة .

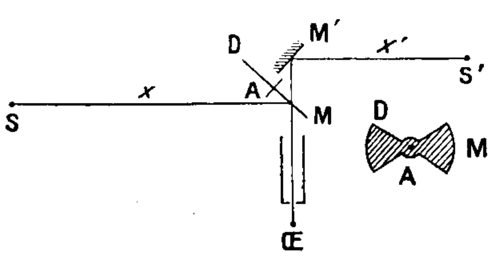
ب) ان اقرب هـذه الطرق طبيعة وايسرها عندما تكون الألوان قليلة الاختلاف تقوم على العمل على نفس الطريقة المتبعة في قياسـات الشدة الضوئية المتجانسة اللون . ، اي بفحص **الرقاع المتحاذية** التي يُسعى في اعطائهـا نفس اللمعان بصرف النظر عن اختلاف الالوان. وكلما كانت هذه الفروق في الالوان واضحة يكون تبعثر النتائج التي يحصل عليها نفس الملاحظ (او المجرب) اكبر ، في نفس الوقت الذي تظهر فيه فروق بين النتائج الوسطية للملاحظين مختلفين ، وكذلك تأثير متزايد لاتساع حقل الرؤية . ثم ان تناسب التدفقـات الضوئية التي تقاس هكذا ، مع تدفق الطاقة لا يعود يبقى محققاً عندما تصبح التدفقات ضعيفة جداً .

ج) ان طريقة **الشلال** عندما يراد مثلاً مقارنه الشدتين I و I' لمنبعين S و S′ ، تقوم على استخدام منابع $S_1, S_2 ... S_n$ ذوات شدات $I_1, I_2 ... I_n$ ذوات ألوان موزعة بانتظام بين لوني S و S′ . فتقاس النسب I_1/I ، I_2/I ، ... I'/I_n ويستنتج :

$$\frac{I'}{I} = \frac{I_1}{I} \times \frac{I_2}{I_1} \times \dots \frac{I'}{I_n}$$ [٣٤٠٥]

وكل قياس، يصبح هكذا غير متجانس الألوان قليلاً، يمكن اجراؤه بدقة أكبر من التقدير المباشر لـ $\frac{I'}{I'}$. ولكن ينبغي عمل $n+1$ قياساً ويخشى ان تنضاف اخطاؤها .

د) تقوم الطريقة المسماة **بطريقة الرجفان** على ان تحل على نفس الرقعة الفوتومترية الاستنارتان E و E' اللتان يراد مقارنتها ، الواحدة محل الاخرى . ففي الحالة الممثلة تمثيلاً مبسطاً في الشكل ٥ - ٢٠ . ينتج التبادل في الاستنارتين من دوران قرص نصف مفرغ D حول المحور A ، فالعين Œ تتلقى بالتناوب الضوئين المعكوسين على المرآتين M و M′ .



الشكل ٥ - ٢٠ .
مبسط مقياس الشدة ذي الرجفان

فإذا جاوز تواتر تبادل الانارتين حداً معيناً ، يخيل الى الناظر وجود استنارة ثابتة . فاذا كان التواتر f ضعيفاً بدرجة كافية يمكن الشعور بالتبادل بين الضوئين . ولكن اذا اخذت f قيماً وسطاً تتغير حسب تركيب الضوئين اللذين يراد مقارنتها ، فانه يمكن بانقاص مناسب لأحد هذين الضوئين ان يزول شعور الرجفان .

ظهر ان هذه الطريقة تعطي نتائج متوسطة قريبة من نتائج الطرائق السابقة ، مع انتثار أقل ، ولم تعد تستعمل اليوم ولكنها أفادت ، كالطريقتين السابقتين في تقرير الفعاليات الضوئية النسبية التي سنتكلم عنها في الفقرة ٥-١٥ .

وسنرى في الفقرة ٥-٢١ كيف ان معرفة الفعاليات بالاضافة الى معرفة التوزيعات الطيفية لطاقة الانوار التي يراد مقارنتها قد تمكن من التقدير الفوتومتري لضياء ما .

ﻫ) مهما كانت الطريقة المستخدمة ، فان المقارنات الشديدة الاختلاف لونياً لا يمكنها في غالب الاحيان (حتى ولو بذلت فيها جهود كبيرة) ان توفر بتقريب كاف (قدره بضع اجزاء من المائة) **معيارات ثانوية** لها نفس لون الأضواء التي يراد دراستها . ان تحقيق مثل هذه المعيارات - الذي هو سهل في حالة مصابيح التنغستين ، على اختلاف شروط عملها - يلاقي مصاعب كثيرة عندما تكون المصابيح من النوع التفريغي . وعندئذ فان استعمال **الموشحات الملونة** التي لها نفوذيات اجمالية معروفة بالنسبة الى ضوء المنابع التي تضاف اليها هذه المرشحات قد يؤدي خدمات معتبرة .

٥ - ١٤ — . الاقدار الفوتومترية « الوحيدة اللون » .

فلنأخذ بعين الاعتبار، في تدفق ضوئي F ، الجزء dF الذي تنقله الشعاعات التي تنحصر اطوال امواجها بين λ و $\lambda + d\lambda$. فخارج القسمه :

$$F_\lambda = \frac{dF}{d\lambda} \qquad [٣٥،٥]$$

الذي لا يتعلق بـ $d\lambda$ اذا كانت هذه الفاصلة صغيرة صغراً كافياً ، هو **التدفق الضوئي في وحدة طول الموجة** ، بالنسبة الى طول الموجة λ . ويسمى غالباً بقصد الاختصار : **التدفق الوحيد اللون او التدفق الطيفي** . ويقدر غالباً بكسور اللومن في المللي مكرون .

وتعرّف ، بصورة عامة ، الأقدار :

[٥،٥٢]

$$M_\lambda = \frac{dM}{d\lambda} \qquad E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}$$

$$L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda} \qquad I_\lambda = \frac{dI}{d\lambda}$$

المسماة بالترتيب **الاستنارة والاصدارية والشدة واللمعان الوحيدة اللون** (في واحدة طول الموجة) .

وان المنحنيات التي تمثل تغيرات هذه الاقدار (بالقيم المطلقة أو بالقيم النسبية) بدلالة λ تدعى منحنيات التوزع الطيفي للتدفق الضوئي ، للاستنارة ، الخ . . .

ملحوظة . – من البديهي ان شكل هـــذه المنحنيات يتغير فيما اذا اتخذنا التواتر $\nu = c / \lambda$ متحولاً بديلاً من طول الموجة λ .

٥ ـ ١٥ ـــ . الفعاليات الضوئية . الملاحظ (المراقب) الوسطي للجمعية الدولية للانارة .

أ) ان اهم القياسات الفوتومترية ربما واشدها صعوبة ، قد تناولت **الفعاليات الضوئية** $K\lambda$ لمختلف الاشعاعات الوحيدة اللون ، المرئية ، بدلالة أطوال موجاتها λ . ووفقاً للتعريف المذكور في ٥ – ١ ب يكون لدينا :

$$K_\lambda = F_\lambda / \mathcal{P}_\lambda$$

اذا كانت عين الحزمة الوحيدة اللون تنقل تدفقاً ضوئياً $F_\lambda \, d\lambda$ وتدفقاً طاقياً $\mathcal{P}_\lambda \, d\lambda$.

تدل التجربة على ان هذه الفعالية بالنسبة الى عين متكيفة مع ضوء النهار ، تبلغ قيمة عظمى K_m عند طول موجة معين λ_m قريب من 555 mμ (وهـذه هي نتيجة وسطية) .

يطلق اسم **الفعالية النسبية** للضوء الذي طول موجته λ على النسبة .

$$V_\lambda = K_\lambda / K_m \leqslant 1 \qquad [٣٧،٥]$$

واذا افترضنا : $K_m = F_m / \mathcal{P}_m$

وكان $F_m \, d\lambda$ و $\mathcal{P}_m \, d\lambda$ هما التدفق الضوئي وتدفق الطاقة المنقولان بحزمة طول موجتها λ_m ، فانه يكون :

$$V_\lambda = \frac{F_\lambda}{F_m} : \frac{\mathcal{P}_\lambda}{\mathcal{P}_m} \qquad [٣٨،٥]$$

ب) ان تحديد K_m يفترض حصول قياسات مطلقة لتدفق الطاقة سيرد الكلام عنها في الفقرة ٥-١٨ ، وقياسات فوتومترية غير متجانسة الالوان للمقارنة بين الضوء الأصفر المخضر الذي طول موجته λ_m وضوء المنبع المعياري(الفقرة ٥-٧) . تقبل كنتيجة وسطية لقياسات عديدة وصعبة ، القيمة :

$$K_m \simeq 680 \text{ lm/W} \qquad [٣٩،٥]$$

مع ارتياب نسبي يبلغ عدة اجزاء في المائة) .

ومقلوبه $1/K_m \approx 0{,}001\,46 \text{W/lm}$ يسمى احياناً « المعادل الميكانيكي للومن » على التشبيه غير الكامل مع المعادل الميكانيكي للحريرة (٢،٥-٣) .

ان منابع الضوء الوحيدة اللون ذوات الفعالية الضوئية الكبيرة ، مثل مصابيح بخار الصوديوم (١،٤ - ٦) لا تستخدم الا اذا كان لا يُهتم برؤية الألوان (انظر الفصل ٦) وان فعالية ضوء الشمس هي في حدود ٢٥٠ لومن/وات ،وفعالية اللهب في حدود لومن واحد في الوات ، وفعالية المصابيح الكهربائية،التي لم تكن تتجاوز ٣ لومن/وات عندما كانت شعيراتها من الكربون قد تحسنت عندما أمكن رفع درجة حرارتها (٢ ، ٢٠ - ٧) (ولهذا فائدة في

تقريب لونها من لون النهار) باستخدام التنغستين في الخلاء (٨ لومن/وات ، ثم في داخل جو غازي (فبلغت حتى ٢٠ لومن/وات) .

— ٥ — من السهل مقارنة ألوان اضواء المصابيح التي هي من هـــذه الانواع المختلفة ، التي لهــا تقريباً نفس الشدة الضوئية وكذلك الاستطاعات التي تستهلكها .

وأما استعمال ظوهر التلألؤ فسيدرس في الفقرة ١٧—١٤ .

ج) بدلاً من قياس الفعالية K_λ مباشرة من اجل كل طول موجة ، فضل الفيزيائيون تطبيق العلاقة [٥،٣٧] $K_\lambda = K_m.V_\lambda$ وتعيين V_λ بتطبيق الصيغة [٥،٣٨] ، وذلك لا يتطلب الا مقارنة تدفقين طاقيين $\Phi_\lambda d\lambda$ و $\Phi_m. d\lambda$ بالقيمة النسبية ، ومقارنة غير متجـانسة الألوان بالقيمة النسبية ايضاً ، للتدفقين $F d\lambda$ و $F_m\, d\lambda$.

ادت نتـائج القياسات العديدة الى تبني قيم لـ V_λ يعطي الجدول ٥ — ٤ بعضها، وهي تميز، باصطلاح اتفق عليه عام ١٩٢٤، **الملاحظ النظامي الوسطي**

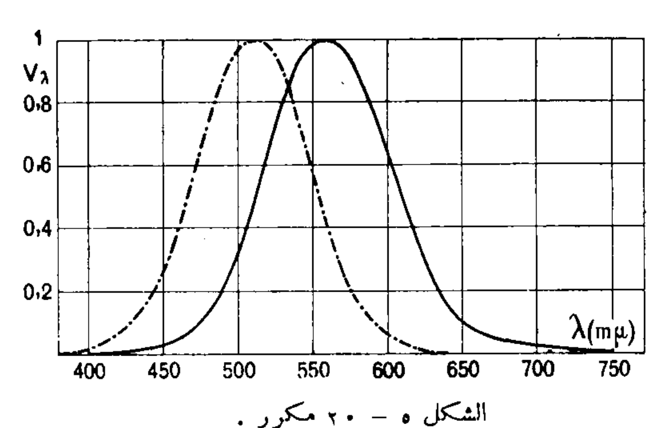
الجدول ٥ — ٤

الفعالية الضوئية النسبية بدلالة طول الموجة λ (مللي مكرون)

(الملاحظ الذي اتخذته مرجعاً اللجنة الدولية للانارة ١٩٢٤)

λ	٤٠٠	٤٥٠	٥٠٠	٥٥٥	٦٠٠	٦٥٠	٧٠٠	٧٥٠
V_λ	٠,٠٠٠٤	٠,٠٣٨	٠,٣٢٣	١	٠,٦٣١	٠,١٠٧	٠,٠٠٤١	٠,٠٠٠١

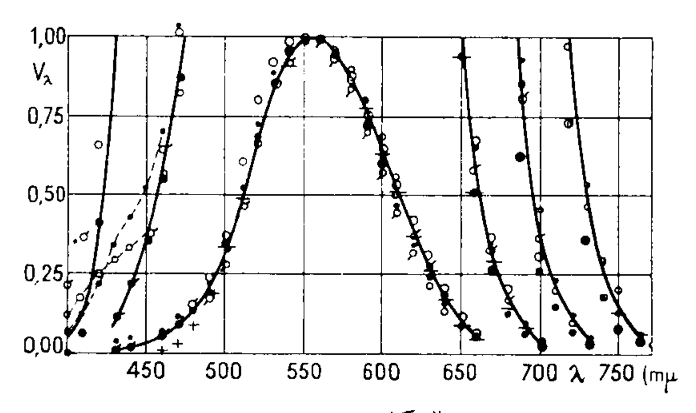
للجنة الدولية للانارة ، من اجـــل الرؤية النهارية ويبين لنا الشكل ٥ — ٢٠ المنحني $V_\lambda = f(\lambda)$.



الشكل ٥ — ٢٠ مكرر .

الفعالية الضوئية النسبية لمختلف الشعاعات الوحيدة اللون بالنسبة الى العين الوسطى

يوضح لنا الشكل ٥ — ٢١ فرق النتائج الوسطية التي حصل عليها من قبل جماعات مختلفة من الملاحظين. وان تفرق هذه النتائج ناجم عن صعوبة القياسات الفوتومترية وقياسات الطاقة الاشعاعية ، وخاصة في منطقة الامواج القصيرة . ولربما تقرر قريباً اجراء تعديل على القيم الاصطلاحية لـ V_λ على اساس انه مفيد .



الشكل ٥ — ٢١ .

الفعالية النسبية لمختلف الاشعاعات الوحيدة اللون (الرؤية النهارية) قد ضربت تراتيب منحنيات اليمين بـ ١٠٠ و بـ ١٠ على الترتيب كما ضربت منحنيات اليسار بـ ١٠ و ١٠٠ و ١٠٠٠

د) لقد بينا في الفقرة ١٧ — ١٣ من الجزء ٤ كيف ان الرؤية في اللمعانات الضعيفة (المسماة بالرؤية الليلية تختلف عن الرؤية النهارية (الشكل ٥ — ٢٠ مكرر) ونكتفي بالتذكير بان منظورية الاشعاعات الزرقاء تزداد حينئذبالنسبة الى منظورية الاشعاعات الحمراء (ظاهرة بركنجه) .

٥ ـ ١٦ . — نقص الاصطلاحات الفوتومترية :

بالاضافة الى مميزات العين المتوسطة ، التي يوجد في اختيارها ، كما رأينـــا ، بعض التحكم ، يُدخل (غالبـــاً بصورة ضمنية) في قياسات الشدة الضوئية اصطلاح اساسي يقول بأن تراكب حزمتين تدفقاهما : F_1 و F_2 لومن يؤلف ، مهما كان تركيبهما الطيفي ، حزمة تدفقها $F_1 + F_2$ لومن . ويبدو ان هـذا الاصطلاح ، في بعض الاحيان يؤدي الى توقعات تتعارض مع التجربة .

فاذا لوحظ مثلاً ان التدفق F_1 من الضوء الازرق يوازن تدفقاً F_2 من الضوء الاحمر فانه يمكن ملاحظة ان المزيج $xF_1+(1-x)\,F_2$ ، بفرض x اصغر من الواحد ، يعطي نتيجة تتغير مع x .

ومن جهة اخرى ، وحتى في الفوتومترية المتجـــانسة اللون ، اذا اخذنا لمعانات (محددة كما في الفقرة ٥ — ١) تزداد وفق متوالية عددية ، فانها لا تعطي غالباً عند النظر اليها في وقت واحد ، انطباعاً بأنها تدرج منتظم .

وهنالك بحوث يجري تتبعها من اجل الاخذ بعين الاعتبار لهذه النقائص التي تتصف بها قياسات شدة الضوء التقليدية . وليس في النية مع ذلك ترك هذه الطريقة لأنها تعطي تقريباً اولياً لاغناء عنه ، وهو في الجملة كاف وسنكتفي به فيا يلي .

ب — استعمال المستقبلات الفيزيائية

٥ ـ ١٧ . — الافراد والوحدات الطاقية

أ) ان دراسة الاشعاعات ، فيما يتعلق بالطاقة التي تنقلها في الثانية والتوزيع

المكاني لهذه الطاقة ، يحتاج الى ادخال اقدار تسمى **طاقية** يمكن الحاقها **بتدفق الطاقة** $\mathcal{P}$ (او الاستطاعة المشعة) مقدراً بالوات في جملة جيورجي ، ولما كانت الاقدار الفوتومترية ترتبط بالتدفق الضوئي F مقدراً باللومن ، فان هذه الاقدار قد سبق لها التعريف في الفقرة ٢٠ – ٢ من الجزء ٢ . وسنذكرها فيما يلي مع اضافة نجم الى الرمز الذي يمثلها يقصد منه تمييزها عن الرموز الفوتومترية العائدة اليها .

ان القسمة

$$E^* = \frac{d\mathcal{P}}{dS} \qquad [٥،٤٠]$$

لتدفق الطاقة $d\mathcal{P}$ الذي يتلقاه عنصر من سطح مساحته dS يسمى **الاستنارة الطاقية** .

والقسمة :

$$M^* = \frac{d\mathcal{P}}{d\Sigma} \qquad [٥،٤١]$$

للتدفق الطاقي الكلي الذي يصدره عنصر سطح في جميع المناحي التي يشع فيها على سطحه $d\Sigma$ تسمى **الاصدارية الطاقية** .

يمكن تقدير E^* و M^* بالوات في المتر المربع .

والقسمة :

$$I^* = \frac{d\mathcal{P}}{d\Omega} \qquad [٥،٤٢]$$

للتدفق الطاقي $d\mathcal{P}$ الصادر من منبع نقطي داخل مخروط صغير جداً محوره Δ من الزاوية المجسمة $d\Omega$ لهذا المخروط تسمى **الشدة الطاقية** للمنبع في الاستقامة Δ . ويمكن تقديرها بالوات في الستيراديان .

والقسمة

$$L^* = \frac{dI}{d\ \Sigma|\cos\theta} \qquad [٤٣،٥]$$

للشدة الطاقية لعنصر سطح في استقامة Δ على مساحته السطحية مضروبة بتجيب الزاوية θ التي يؤلفها Δ مع الناظم على العنصر تسمى **اللمعان الطاقي للعنصر** في الاستقامة Δ . ويمكن تقديرها بالوات في الستيراديان وبالمتر المربع .

ينتج من هـذه التعاريف ان العلاقات [٧،٥] [٨،٥] [١١،٥] [١٣،٥] بين الاقدار الفوتومترية هي قابلة للتطبيق بين الاقدار الطاقية على الاشكال التالية :

$$E^* = \frac{I^* \cos\theta}{x^2} \qquad [٤٤،٥]$$

$$dE = \frac{L^* d\ \Sigma\ \cos\alpha\ \cos\theta}{x^2} = L^* d\ \psi\ \cos\theta \qquad [٤٥،٥]$$

$$d^2\mathcal{F} = L^*\ d^2U = L^* d\ \Sigma\ \cos\alpha\ d\Omega \qquad [٤٦،٥]$$

$M^* = \pi L^*$ (من أجل منبع يحقق شرط لامبير) [٤٧،٥]

مع ابقاء نفس الدلالة للرموز θ ، x ، $d\psi$ ، d^2U .

ثم انه بالنسبة الى ضوء له تركيب طيفي معين تماماً (وغير متعلق بالمتحى)

$$K = \frac{F}{\mathcal{F}} = \frac{E}{E^*} = \frac{M}{M^*} = \frac{I}{I^*} = \frac{L}{L^*} \qquad [٤٨،٥]$$

ب) ان الدراسة الطاقية الطيفية للاشعاعات تدخل ، مثلما تدخل دراستها الفوتومترية (راجع الفقرة ٥-١٣) اقداراً تسمى « وحيدة اللون» او «طيفية»

(قد سبق تعريفها في الفقرة ٢٠-٢ و من الجزء ٢) اي :

التدفق الطاقي في واحدة طول الموجة (من اجل طول الموجة λ)

$$\mathcal{F}_{\lambda} = \frac{d\mathcal{F}}{d\lambda} \qquad [٥،٤٩]$$

باعتبار $\mathcal{F}$ جزء الاستطاعة المنقولة بشكل اشعاعات اطوال امواجها محصورة بين λ و λ + dλ ، ويمكن تقديره باجزاء الوات في المللي مكرون .

الاستنارة والاصدارية الطاقيتان في واحدة طول الموجة :

$$E^*_{\lambda} = \frac{dE^*}{d\lambda} \qquad [٥،٥٠]$$

$$M^*_{\lambda} = \frac{dM^*}{d\lambda} \qquad [٥،٥١]$$

اللتين تقدران مثلاً بكسور الوات في السنتمتر المربع وبالمللي مكرون .

الشدة الطاقية في واحدة طول الموجة :

$$I^*_{\lambda} = \frac{dI^*}{d\lambda} \qquad [٥،٥٢]$$

وتقدر ، مثلاً ، بكسور الوات في الستيراديان وفي المللي مكرون .

واللمعان الطاقي في واحدة طول الموجة :

$$L^*_{\lambda} = \frac{dL^*}{d\lambda} \qquad [٥،٥٣]$$

ويقدر مثلاً بكسور الوات فيالستيراديان في السانتمتر المربع وبالمللي مكرون .

كثيراً ما يتفق الا تكون هـــذه الاقدار معروفة الا بقيمتها النسبية ، فالمنحنيات التي تمثل تغيراتها بدلالة λ تسمى **منحنيات التوزيـع الطيفي** للتدفق الطاقي ، للاستنارة الطاقية ، الخ .

ج) لقياس طاقة الاشعاع ، اما أن يحول جميعه او جزء معروف منه داخل مستقبل الى شكل آخر من اشكال الطاقة . وسنستعرض فيما يلي الانواع الثلاثة من المستقبلات الفيزيائية الاكثر استعمالاً : الحرارية والتصويرية والكهرضوئية . والأخيرتان منها هما كالعين **اصطفائيتان** ، أي أن حساسيتها تتعلق بطول موجة الضوء الممتص .

ويغلب في حالة المستقبلات الحرارية ، كما هو الحال في جميع المستقبلات الكهرضوئية ان يكون **جواب** الجهاز على تغيرات التدفق تغيراً في تيار كهربائي ، يمكن أن يكون ضعيفاً جداً ويهتم بتضخيمه . ويمكن ان يكون من المفيد تكييف (تعديل) التدفقات ، وبالنتيجة التيارات ، لجعل تضخيم هذه اسهل واكثر تأكيداً (الجزء ٢٠٧-٥ ، ١٠-١٥ ، الخ) .

سنعود الى قياسات الاقدار الطاقية الطيفية عند دراسة الشدات الضوئية الطيفية (الفقرة ٥-٢١) .

٥ - ١٨ . — المستقبلات الحرارية .

أ) هذه المستقبلات هي ضروب من المساعر الحرارية . تتحول فيها الطاقة الواردة الى حرارة وترتفع درجة حرارتها بحيث ان الحرارة الواردة والتضييعات بالاشعاع والحمل والناقلية يعوض بعضها بعضاً تماماً (٢،١-٩) وارتفاع الحرارة $\Delta\theta$ الذي هو في الجملة ضعيف جداً ، ينبغي ان يقاس (بالقيم النسبية) بحساسية كبيرة (يمكن كشف 10^{-5} من الدرجة) ويستخدم من اجل ذلك أما مزدوجة حرارية واما بولومتر ، كما سنرى فيما بعد . ان $\Delta\theta$ متناسبة مع التدفق الممتص ، اذا كان الامتصاص كاملاً (ونحصل على ذلك في الطيف المرئي بواسطة تغطية المستقبل بطبقة من هباب الفحم او البلاتين الأسود) فان الجواب لا يتعلق بالتركيب الطيفي .

ان هـذه المستقبلات **غير الاصطفائية** تمكن من الدراسة المباشرة لتغير قدر طاقيّ وحيد اللون بدلالة طول الموجة (بطريقة غير المقارنة مـع الأضواء التي سبقت معرفة تركيبها الطيفي) وتمكن ايضاً من رسم منحنيات الحساسية الطيفية للمستقبلات الاصطفائية التي سيرد وصفها . ومن جهة أخرى ان المستقبلات الحرارية هي وحدها المستعملة فيما تحت الاحمر البعيد (اي في الامواج التي تزيد أطوالها على ٥ أو ٦ μ) حيث لا يبقى للمستقبلات التصويرية والكهرضوئية أية حساسية .

يدرج المستقبل الحراري اما حسب تجاوبه مع اشـــعاع الجسم الاسود في درجة معلومة (٢ ، ٢٠ — ٧) واما بأن نعطيه كمية معينة من الحرارة (بفعل جول مثلاً) . وينبغي الاهتمام في كل قياس باعتبار التغيرات الممكنة لعـامل الامتصاص (الذي هو في الجملة اصغر من الواحد فيما تحت الاحمر) وكذلك عند الاقتضاء بامتصاص الهواء (الذي هو مهم في بعض عصائب مـا تحت الاحمر ، انظر الفقرة ١٧ — ٣) .

ب) **المزدوجات الحرارية** (٢ ، ٣ — ١١ ، ٦ ، ٢١ — ١٥) تولد قوة كهربائية محركة U متناسبة مع الاستطاعة W التي تتلقاها احدى اللحامات الواصلة بين معدنين موضوعين بالتسلسل . وتقاس U بواسطة مقياس غلفـاني ، على ان تكون المقاومة R للدارة معينة تماماً (وتبلغ بضع واحدات من الاوم او بضع عشرات) . واما المعدنان فيها مثلاً : النحـاس والكونستانتان (٤٣ مكرو فولت في الدرجـة) او البزموت وخليط Bi-Sn فيه ٥٪ من القصدير (١٢٠ مكرو فولت في الدرجة) وينبغي الا يزيد السطح المسود عن القدر الكافي لتلقي الحزمة التي يراد قياسها ، وان يكون ثخن الأسلاك والشرائط ضعيفـاً ايضاً بقصد تخفيف السعة الحرارية . ثم ان اللحمة « الباردة » (التي هي بمعزل

عن الاشعاع) والاخرى التي هي معرضة له موضوعتان بجانب بعضها لكي تتأثرا بنفس الكيفية بتغيرات درجة حرارة المحيط .

وبعض المزدوجات الحرارية موضوعة في الخلاء بقصد التخلص من تضييع الحرارة بالحمل . وتكون اللحمات في اغلب الاحيان متعددة . وان استعمال عدة مزدوجات حرارية بالتسلسل حسن لمكاثرته للقوة المحركة الناتجة بنسبة عدد المزدوجات بدون زيادة المقاومة الكلية بنفس المقدار . ان السطح المفيد الكلي S يمكن ان يكون دائرياً او خطياً (الشكل ٥ - ٢٢) وهذه الوضعية الاخيرة تساعد كثيراً على سبر الطيف .

الشكل ٥ - ٢٢
العمود الحراري (ان اللحمات التي لم تسود هي بمعزل عن الاشعاع

تزداد الحساسية مع S ، وتتغير بصورة معكوسة مع الزمن الذي يبلغ فيه الجهاز التوازن عملياً (من اقل من ١,٠ ثا الى اكثر من ثانية واحدة) وهي في حدود المكرو فولت في المكرو وات .

ان الاجهزة المسماة بولومتر، هي ضرب من موازين الحرارة ذوات المقاومة (٢ ، ٣ - ١٠) من النكل او البلاتين (حوالي ١٠٠ Ω) ويفضل ان تكون من مزيج من الاكاسيد نصف الناقلة (المقاومات الحرارية ٦ ، ١٩ - ١٤ ، في حدود 10^{7} Ω) موضوعة على احد فروع جسر ويتستون (٥ ، ٦ - ١١) الذي ينحرف مقياس غلفاني فيه انحرافاً متناسباً مع التسخن . وان مدة احداث التوازن ، والحساسية (انحراف مقياس غلفاني من اجل كل مكرو وات من الاستطاعة المستقبلة) هما في نفس حدود مقابليهما في المستقبلات ذوات المزدوجة الحرارية .

د) هنالك **مستقبلات** حرارية ممتازة تسمى **ضغطية** قد صنعت حديثاً وتقوم على جعل السطح الذي يراد منه ان يتلقى الاشعاع ، على تماس مع غاز

محتوى في جوف صغير . فزيادة الضغط بنتيجة التسخين تسبب تشوه غشاء مانومتري خفيف،ويقدر هذا التشويه بطريقة كهربائية (هي تغير سعة مكثفة) او كهرضوئية (هي تغير التدفق وبنتيجة ذلك تغير التيار الذي تولده خلية) من فوائد هذا الجهاز صغر عطالته جداً : فالتدفق الذي يراد قياسه يمكن ان ينقطع دورياً بتواتر يتراوح بين ١٠ و ١٠٠ هرتز ، ويمكن تضخيم التغيرات المتناوبة للتيار .

٥ ـ ١٩ . ـــ قياسات الشدة الضوئية بواسطة التصوير الضوئي :

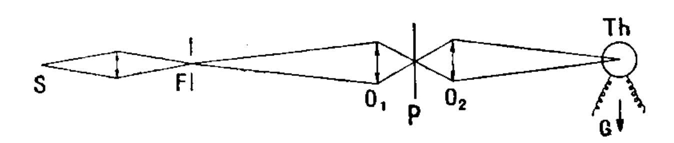
أ) لنعتبر منطقتين متجاورتين من نفس اللوحة التصويرية الحساسة (١٨٤٤ - ١) يكون طلاؤها الحساس منتظماً تماماً . تضاء هاتان المنطقتان في لحظتين متجاورتين وتدوم اضاءتهما نفس المدة الزمنية t بحزمتين لهما نفس التركيب الطيفي ، وبعد هـذا التعريض بمدة طويلة تعالج اللوحة الحساسة معالجة تظهير منتظمة يعقبها تثبيت ثم تجفيف . فمن تساوي الاسوداد او عـدم تساويه فيهما يمكن استنتاج تساوي او عدم تساوي الاستنارتين E المستقبلتين .

ان الاحتياطات التي تقدم بيانها هي أساسية لأن حساسية المستحلبات التصويرية تتأثر أحياناً تأثراً كبيراً ببنيتها وبالتركيب الطيفي للضوء وبالزمن المنقضي بـــين أوان تعرضها للضوء وأوان تظهيرها وبالكيفية التي اجري فيها هـذا التظهير . وفي احسن الشروط لا يمكن تخفيض الارتياب الى مـا دون ١ — ٢ ٪ .

إذا كانت مدتا التعريض t مختلفتين ، فانه يمكن تطبيق **قانون التقابل** الذي هو قانون **تقريبي** ، ويقول بأن الاسوداد لا يتغير تغيراً محسوساً عندما يبقى الجداء Et ثابتاً ؛ وان الابتعاد عن هذا القانون يدخل اخطاءً هي على الغالب غير

مقبولة متى اصبحت نسبة زمني التعريض تتجاوز ١٠ . ان زمن التعريض الاعظم الذي يمكن استعماله ، وبالنتيجة حساسية المستقبلات التصويرية هي بسبب ذلك محدودة .

ب) تقدر قيم الاسوداد تبعاً لعوامل النفوذ τ (بالنسبة الى ضوء معين) وتقاس بواسطة مقاييس شدة الضوء الابصارية أو ذات المستقبلات الحرارية أو الكهرضوئية. ويعطينا الشكل ٥–٢٣ على سبيل المثال مخططاً مبسطاً لأحد هذه



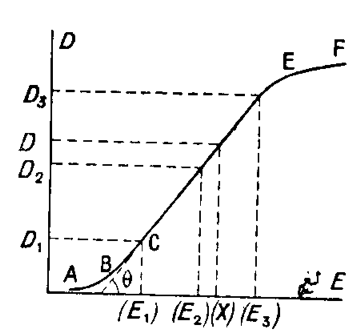
الشكل ٥ – ٢٣ . – شكل مبسط لمقياس الشدة الدقيق ذي المزدوجة الحرارية . ان جسمية المجهر المقلوبة O_1 تشكل على اللوحة المدروسة P خيالاً مصغراً جداً للشق المضاء F . وبعد ان يخترق الضوء P يمر من O_2 ويستقبل على المزدوجة Th . وان البقعة الضوئية لمقياس غلفاني G تتنقل موازية لمولدات اسطوانة مسجلة يكون دورانها متناسباً مع تنقلات P .

الأجهزة . وتسمى بالمقاييس الدقيقة لشدة الضوء ، اذا كانت السطوح المستعملة فيها صغيرة جداً ، أو تسمى **مقاييس الكثافة** الضوئية لأن نتائج القياس يترجم عنها بقيم الكثافة الضوئية $D = \text{col}\ \tau$ (الفقرة ٥ - ١٠ ج) .

وينبغي ان توضح عند اللزوم ، حين تعيين قيمتي τ و D فتحة الحزمة النافذة المفيدة ولا تكونان متساويتين ، حسبما نقوم بعملية اسقاط أو بعملية صورة بالتماس .

ج) اذا غيرنا E مع ثبات مدة العرض ، نشاهد أن D تتغير بدلالة $\log E$

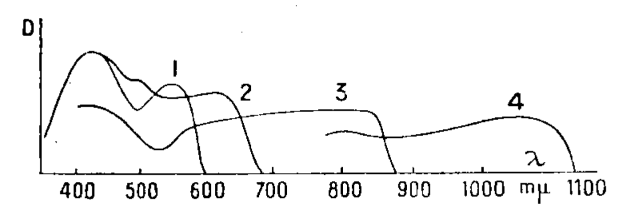
مثلما يدلنا منحني الشكل ٥ - ٢٤ . فمنطقتا الميل الضعيف AB و EF تقابلان النطاقين العائدين بالترتيب الى نقص التعريض للضوء او الى الافراط في التعريض ، والمنطقة التي بينهما CD ، وهي في غالب الاحيان مستقيمة عملياً تؤلف مع محور الفواصل زاوية θ عظمى . ففي هذه المنطقة تكون التغيرات dD للكثافة التي تقابل نفس التغير النسبي $\frac{dE}{E}$ للاستنارة عظمى ايضاً ، ويسمى الميل $\gamma = \text{tg}\,\theta$ **عامل التباين** ، وهو يتعلق بالمستحلب الذي صنعت منه الطبقة التصويرية الحساسة وبالمادة المظهرة ، ويزداد مع مدة التظهير متجهاً نحو حد نهائي .



الشكل ٥ - ٢٤ .
شكل منحنيات الاسوداد ، ذوات زمن التعريض الثابت (هرتر ودريفيلد) (فواصل لوغارتيمية) .

ان قوانين التغير هذه التي درسها هرتر ودريفيلد Hurter et Driffield تستخدم دوماً في تقنيات التصوير الضوئي والسينمائي . وهي تمكن في قياسات شدة الضوء التصويرية من انقاص عمليات التلمس ، بتعريض بعض نواحي لوحة التصوير الى استنارات معروفة ولتكن E_1 ، $E_2 = 2E_1$ ، $E_3 = 2E_2$ ، وهكذا تكون قيمتها النهائية محيطة بالاستنارة X التي يراد قياسها . وتعرض لهذه الاستنارة الأخيرة سطوح وسط بين السطوح المتقدمة ولتكن D ، D_1 ، D_2 ، ... الكثافات المقيسة العائدة الى X ، E_1 ، E_2 ... فاذا انتخبنا زمن التعريض بحيث تقع النقط المفيدة في منطقة التعريض النظامي CD ، نعين بسهولة X بواسطة التحشية (أو ما يسمى بالتوسط) .

د) يعطينا الشكل ٥ - ٢٥ امثلة عن الحساسية الطيفية لمستحلبات تصويرية (اي لوحات تصويرية حساسة) (اطوال الأمواج على محور الفواصل ، وعلى



الشكل ٥ - ٢٥ . - امثلة لمنحنيات الحساسية الطيفية لمستحلبات تصويرية .
١ - عادية ، ٢ - حساسة على جميع الوان الطيف ، ٣ ، ٤ - حساسة على ما تحت الاحمر

محور التراتيب الكثافات D مع زمن تعريض واستنارة طاقية ثابتين في شروط تعريض نظامية) ان قياسات شدة الضوء التصويرية التي كانت تستخدم بكثرة نسبية قدماً في منطقة ما فوق البنفسجي لعدم توفر مستقبلات اخرى،قد استغني عنها تدريجياً امام القياسات الكهرضوئية للشدة الضوئية ، التي تمكن احياناً من عمل قياسات اكثر دقة واسرع بكثير دوماً .

٥ ـ ٢٠ ــ المستقبلات الكهرضوئية :

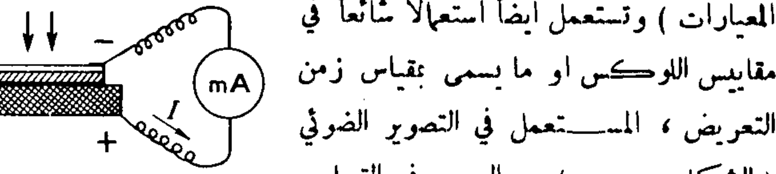
أ) ان انتاج التيارات الكهربائية او تغييراتها بتأثير الضوء ، التي درست في الجزء ٦ ، تعطي في نطاق قياسات الشدة الضوئية امكانات يزداد استخدامها كل يوم .

الخلايا الاصدارية الضوئية في الخلاء (الجزء ٦، ١٦ - ٢٠ الى ١٦ - ٢٦) تصلح لأجراء قياسات مضبوطة في الطيف المرئي وما فوق البنفسجي وتحت الاحمر الادنى ، وتلك التي من نوع جيللود - بوتوي Gillod - Boutry (الشكل ٥ - ٢٦) هي ثمينة بسبب التناسب الجيد بين التدفق الضوئي وبين التيار الجاري ، وذات الغاز (٦، ١٧ - ١٣) هي اشد حساسية بشكل ملحوظ ، ولكنها

الشكل ٥ - ٢٦ . - الخلية الاصدارية الضوئية (ذات المصعد الاسطواني A) ودارة التغذية

تعتريها مفعولات « جر » وابطاء تحمل على استبعادها عن القياسات . وتستعمل **المضاعفات الضوئية** (١٦،٦ - ٢٥) لقياس التدفق الضعيف جداً ، الذي هو في حدود بضع عشرات الفوتونات في الثانية (٦ ، ١٦ - ٢٢) اي في حدود ١٠⁻¹⁷ وات .

ب) **الأعمدة الفوتونية ذوات نصف الناقل** (٦ ، ٢١ - ١٩) وتكون في اغلب الاحيان من السليفيوم ، قد تبين لدى استخدامها باحتراس انها اضبط من العين من اجل ملاحظة تساوي الاستنارات المتجانسة اللون (مقارنة المعيارات) وتستعمل ايضاً استعمالاً شائعاً في مقاييس اللوكس او ما يسمى بمقياس زمن التعريض ، المستعمل في التصوير الضوئي (الشكل ٥ - ٢٧) مع السعي في التصليح بقدر الامكان (بواسطة مرشحات ملونة تعترض طريق الضوء) للفروق بين حساسيتها الطيفية وحساسية العين . وهي غالباً ما تكون حساسة على تغيرات درجة الحرارة وليس ثباتها امراً مضموناً ، ولكن انتقاء زمن التعريض فيه مدىً كبير ، وان استعمال هذه الاعمدة الفوتونية سهل يسير لأنها تعمل كمولدات ويمكن ان يجمع معها مقياس متين للملي امبير. ومع ذلك فان مقياس اللوكس لا يزن سوى بضع عشرات من الغرامات .



الشكل ٥ - ٢٧ - رسم مبسط لمقياس اللوكس ذي العمود الفوتوني

ج) نذكر ايضاً انه استعمل في حالات استثنائية **مولدات فولتائية** (٦ ، ٢١ - ١٩) من النوع : معدن - كهرحل - معدن ، متناظرة ، تولد تياراً عندما يضاء احد مسربيها .

واخيراً ، ان ظاهرة **التوصيل الفوتوني** او الناقلية الضوئية لبعض انصاف النواقل (٦،١٩-١٧) قد تبين انها مستقرة الى حد يسمح بعمل قياسات ذات دقة مقبولة . وتستعمل خاصة في ما تحت الاحمر حتى ٥ أو ٦ مكرون .

٥ - ٢١ . — القياسات الفيزيائية لشدة الضوء .

تستخدم المستقبلات الفيزيائية عندما تكون حساسيتها كافيـة ، من اجل جميـع المقارنات المتجانسة اللون ، وخاصة المقارنات المتعلقـة بالتوزيـع الفضائي للشدات الضوئية (الفقرة ٥ – ٦) وكذلك عوامل النفوذ او الانعكاس او عوامل اللمعان ، سواء أكان ذلك في الضوء الوحيد اللون أم في الضوء المركب ، اذا كانت هذه العوامل غير متعلقة بطول الموجة. للمستقبلات الحرارية والكهرضوئية الامتياز على العين في انهـا يمكن ان تزود بجهاز مسجل ، وبذلك تصبح صالحة لدراسة الظواهر التي يمكن ان تتغير بسرعة بدلالة الزمن . وتمتاز المستقبلات التدويرية بأنها تتلقى عند اللزوم ، وفي آن واحد معلومات تحفظ ويمكن دراستها بهدوء فيما بعد .

ب) اذا سلمنا بالمبادىء الاساسية لقياسات الشدة الضوئية ، فانه يمكن أن نحسب كما يلي التدفق الضوئي F لحزمة نعرف فيها التوزع الطيفي للتدفقات الطاقية في وحدة طول الموجة $\mathcal{P}_\lambda$.

فمن العلاقة

$$F = \int_{(v)} F_\lambda \mathrm{d}\,\lambda$$

المستنتجة من [٥،٣٢] ، حيث يعمم التكامل على جميـع الطيف المرئي ، وكذلك من :

$$F_\lambda = K_\lambda \mathcal{P}_\lambda = K_\mathrm{m} V_\lambda \mathcal{P}_\lambda$$

المستنتجة من [٥،٣٧] نستنتج :

$$F = K_m \int_{(v)} V_\lambda \mathcal{P}_\lambda \, d\lambda \qquad [٥٤،٥]$$

(تكامل يستبدل به عملياً مجموع) .

بنتيجة ذلك ان الفعالية الضوئية هي :

$$K = K_m \frac{\int_{(v)} V_\lambda \mathcal{P}_\lambda \, d\lambda}{\int_0^\infty \mathcal{P}_\lambda \, d\lambda} \qquad [٥٥،٥]$$

وان استعمال الصيغة [٥٤،٥] يقصر العمليات غير المتجانسة الالوان على ايجاد التابع $V_\lambda = f(\lambda)$ ، ومتى انتقي معيار الضوء ، الى تعيين K_m . ولكن قياس الأقدار الطاقية الوحيدة اللون لا يزال بعد قليل الضبط لا يمكن معه تفضيله (الا في بعض الحالات الاستثنائية) على المقارنة المباشرة للأضواء غير متجانسة اللون .

ج) لقد سبق في حالات كثيرة ، ان اقترح استعمال **مقاييس فيزيائية لقياس شدة الضوء** ، تعطي مباشرة قيمة التدفقات الضوئية (مثلاً) ويمكن تأليفها من مستقبل حراري يركز عليه التدفق الذي يراد قياسه ، بعد ان تكون كل واحدة من مكوناته الوحيدة اللون قد انقصت بصورة متناسبة مع القيمة المقابلة لـ V_λ . ويمكن الحصول على هذا الانقاص، بصورة تقريبية . باستعراض مرشحات ملونة تنتقى لهذا الغرض وتوضع في طريق التدفق ، كما ويمكن ذلك بشكل اكثر دقة ولكن مع تضييع مقدار كبير من الضوء، بواسطة موحد للون مضاعف (الفقرة ٥ — ٢٣ ج) يكون عامل نفوذه من اجل كل طول موجة متناسباً مع V_λ بفضل وجود حاجز مقصوص بشكل مناسب ، في المستوي الذي يتشكل فيه الطيف الحقيقي .

يمكن ان يستبدل بالمستقبل الحراري مستقبل كهرضوئي ينبغي معرفة

حساسيته الطيفية S_λ ، اي جوابه على تدفق طاقي ثابت وحيد اللون، بدلالة طول الموجة λ لهذا التدفق . وعندئذ ينبغي ان تكون المرشحة التي تنضاف اليه ، لها من أجل كل طول موجة λ عامل نفوذية متناسبة مع V_λ/S_λ . وهذا ما يُسعى في تحقيقه من أجل مقاييس اللوكس ذات المولد الفوتوني . ولكن لم يحقق حتى الآن مقياس فيزيائي لشدة الضوء يسمح بالتخلص كلياً من القياسات الابصارية .

ج — القياسات الطيفية لشدة الضوء

٥ - ٢٢ . — غايات القياسات الطيفية لشدة الضوء

ان القياسات الطيفية لشدة الضوء، كما يدل عليها اسمها ، تشرك في آن واحد الأجهزة الطيفية (في الغالب موحدات الالوان ذوات المواشير ، مع انه يمكن التفكير باستعمال الشبكات وخاصة استعمال مقاييس التداخل المذكورة في الفصل ٤) واجهزة قياس الشدة الضوئية (الابصارية او الفيزيائية) ودورها هو ان تقدر الأقدار التالية في مختلف أطوال الموجات :

أ) تدفق **الطاقة الوحيدة اللون** $\mathcal{E}_\lambda$. - ان دراسته المباشرة ، بالقيمة المطلقة تتطلب استعمال مستقبل غير اصطفائي ، او ذي حساسية طيفية معلومة وجهاز فاصل للشعاعات يكون توصيله الطيفي وتبديده معلومين . ان قياسات مطلقة كهذه نادرة واستثنائية ، اما في جملة الاحوال فان العمل يجري بالمقارنة (طول موجة فطول موجة) مع منبع معياري للتوزيع الطيفي للطاقة : وهو جسم متوهج اسود (٢ ، ٢٠ — ٧) او يدرس بواسطة جسم اسود (مصباح ذو عصابة من التنغستين ، او مصباح نرنست او غيره) ففي هذه الحالة ، كما في الأحوال الاخرى للقياسات النسبية بين الاشعاعات التي لها نفس طول الموجة ، والتي سيرد ذكرها فيما بعد ، ان تأثير الحساسيات الطيفيـة للمستقبلات

والنفوذيات الطيفية للاجهزة الضوئية (التي تفترض كبيرة) تكون قد تم التخلص منها .

تمثل النتائج بالمنحني $\mathcal{T}_\lambda = f(\lambda)$ من اجل المنابع ذوات الاطياف المتصلة . أما في المنابع ذوات اطياف الخطوط فيقاس التدفق p المتعلق بكل خط ، بدون ان يحسب حساب لعرضه الطيفي (الذي هو في الجملة ضعيف جداً) ويمثل التوزيع بمجموع مستقيمات فاصلتها λ وارتفاعها متناسب مع p . وعندما يحصل تراكب لنوعين من الاطياف يستبدل بالمستقيمات المتقدمة مستطيلات قاعدتها اصطلاحاً $\Delta \lambda$ (١٠ مللي مكرون في الغالب) وارتفاعها متناسب مع $p/\Delta \lambda$، على ان يكون مقياس التراتيب هو نفسه المستعمل في الطيف المتصل .

ب) **التدفقات الضوئية الوحيدة الالوان** $F_\lambda = K_m V_\lambda \mathcal{T}_\lambda$. يمكن استنتاجها من تدفقات الطاقة الوحيدة الالوان ، وذلك متى قبلت قيم الفعاليات الضوئية لمختلف الشعاعات . وان المقارنة رأساً بين اطوال امواج مختلفة تشمل ، بالاضافة الى الصعوبات المذكورة اعلاه ، صعوبات القياسات غير المتجانسة الالوان . وان القياسات بالقيم النسبية : طول موجة فطول موجة هي نفسها من اجل الاقدار F_λ كما للأقدار $\mathcal{T}_\lambda$ التي هي متناسبة معها .

ج) **عوامل النفوذ** τ_λ **والانعكاس** ρ_λ ، **واللمعان** β_λ من اجل طول الموجة λ . ان قياسها يجري دوماً على حزمة مباشرة وعلى حزمة نافذة (معكوسة او منتثرة) لها نفس طول الموجة .

٥ ـ ٢٣ . ـــ المقاييس الطيفية التصويرية لشدة الضوء :

أ) يمكن اجراء قياسات طيفية تصويرية لشدة الضوء في القسم المرئي وما فوق البنفسجي والأحمر الادنى بواسطة مسجل الاطياف (الفقرة ٤ — ١)

وجملة تدريج تمكن من تعيير الطلاء الحساس من أجل عدد من أطوال الامواج، في الشروط التي يستعمل فيها (ويفضل ان يكون ذلك بمدة تعريض ثابتة) ولا بد من استعمال الميكروفوتومتر اي المقياس الدقيق لشدة الضوء . (الفقرة ٥ – ١٩ ب) مسجلاً كان ام غير مسجل ، من اجل تعيين اسودادات مناطق ضيقة جداً . وان القياسات هنا هي اصعب واقل دقة منها في القياسات الضوئية التصويرية العادية ، لذلك يستعان اليوم على الاغلب بمقاييس الشدة الطيفية الكهرضوئية إلا اذا كان لا بد من الحصول في زمن قصير جداً على المعطيات العائدة لطيف كامل .

ب) في جميع المقاييس الضوئية الطيفية غير التصويرية ، تعزل بواسطة موحد الالوان عصابة طيفية ضيقة (او عدة عصائب اذا كان بالامكان تشغيل عدة مستقبلات في آن واحد) وان عرض **العصابة النافذة** لا يتعلق بعرض الفتحات التي تحددها فحسب ، وانما يتعلق ايضاً بتبديد الجهاز الفاصل للشعاعات. واذا كانت العصابة ضيقة جداً ، فانه يتعلق ايضاً بالزيوغ الضوئية . وينبغي ان يكون هذا العرض قليلاً بقدر مـا يكون القدر المدروس متغيراً بسرعة مع طول الموجة ، ولكن هذا الاقلال ينقص التدفق المرسل الى المستقبل وينقص بذلك احياناً حساسية هذا الجهاز وسرعة اجابته .

ج) ان **الضوء الطفيلي** الذي طول موجته λ' يختلف عن الضوء λ الذي يراد عزله ، ينبغي أن يخشى منه خاصة عندما يكون المنبع شديداً جداً او المستقبل أشد احساساً على λ' منه على λ . ويمكن ان ينجم هـذا الضوء من الانعكاسات المتعددة ومن الانتشار على الحوامل ومن عيوب الصقل ، الخ . وينقص باستعمال **موحد للون مضاعف** فيـه جمـلة ناثرة ثانية تتخلص بالكلية تقريبـاً من أطوال الامواج غـير λ . ويستبدل احياناً بموحد اللون الثاني مرشحة عادية (الفقرة ٤ – ٢ ب) .

د) في الأجهزة غير المسجِّلة ، يقاس في طول موجة معين λ ، التدفقان F و F' اللذان يراد المقارنة بينهما وتستنتج من ذلك نسبتهما (ولتكن مثلاً $F'/F = \tau$) ثم يكرور العمل للحصول على عدد من نقاط المنحني $\tau_\lambda = f(\lambda)$ وهذه الطريقة تكون أحياناً هي الأكثر ضبطاً ودقة ، ولكنها الاشد بطئاً وتعرض لخطر الجهل بالتغيرات الهامة لـ τ_λ بين النقاط المبصَرة .

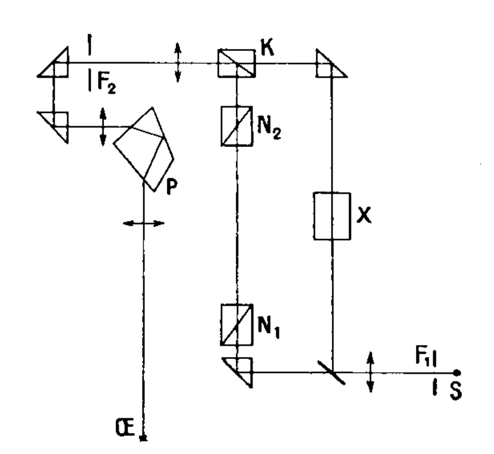
وهنالك بعض الأجهزة المسجلة تخطط بالتعاقب المنحنيين $F(\lambda)$ و $F'(\lambda)$ ويستنتج منها $\tau(\lambda)$ بشرط أن شدة المنبع (او المنبعين) وحساسية المستقبل والتعيير بأطوال الامواج لا تكون قد تغيرت أثناء القياسات .

ويمكن ـ بتحمل تعقيد أكبر ـ اجتناب التأثير المحتمل لهذه التغيرات بأن تسجل دوماً النسبة F'/F (اثناء تغير λ) ، وذلك اما بواسطة مقياس الكمون او بواسطة موازنة آلية للتدفقين F' و $F\tau$.

٥ ـ ٢٤ . — المقاييس الطيفية الابصارية لشدة الضوء

لا مجال لاستعمال هذه الأجهزة الا في الشعاعات التي تكون فيها حساسية العين كافية ، مع الاخذ بعين الاعتبار للشدة الطيفية المنابع المستخدمة وللعرض الاقصى للعصائب الطيفية المسموح بها . ان هذه الشروط تسبب استبعاد المناطق القصوى من الاحمر ، وخاصة من الازرق والبنفسجي . وتعمل القياسات بالضرورة نقطة فنقطة ، وكل نتيجة هي وسطي لعدة رصدات .

بسبب قلة الضوء الموجود يوصى بأن يكون الجهاز بدون حاجز ناثر ، ونذكر على سبيل المثال مقياس الشدة الطيفي الابصاري لجوبان وايفون (الشكل ٥ – ٢٨) الذي يحوي على موحد لوني بسيط وعلى حملة تدرج ذات مقطبات .



الشكل ٥ - ٢٨
مقياس شدة الضوء الطيفي الابصاري لجوبان وايفون: S منبع الضوء ، X الجسم المدروس بالنفوذ ، N_1 و N_2 مقطب ومحلل ؛ K مكعب لومر ، F و F_1 شقان ، P مواشير ذوات انحراف ثابت .

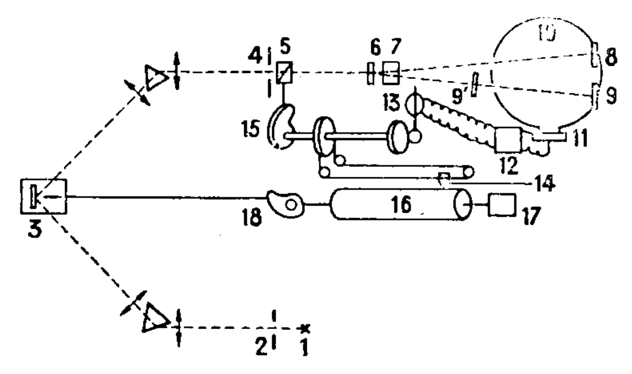
٥ ـ ٢٥ . ـــ مقياس الشدة الطيفي الكهرضوئي ذو الموحد اللوني من الزجاج أو من الكوارتز

تنتقى اجزاؤه البصرية (وكذلك خلياته) حسب نطاق استعماله : الزجاج للنطاق المرئي وتحت الأحمر الأدنى ، والكوارتز لما فوق البنفسجي .

أ) ان مقياس الشدة الضوئية الطيفي لـ جيلود Gillod الحاوي على موحد لون مضاعف من الزجاج وخلية ضوئية اصدارية مع مضخم ، يستعمل في طريقة التسجيلين المتعاقبين .

ومقياس هاردي Hardy المصنوع في الولايات المتحدة يتألف ، كما يدل الشكل ٥ - ٢٩ دلالة مبسطة ، قد مثل المنبع في ١ (وهو مصباح تنغستين) وفي ٢ ، ٣ ، ٤ الشقوق الثلاثة لموحد اللون (وقد استبدل باحدى شفتي ٣ مرآة مستوية) والموشور ذو الانكسار المضاعف ٦ ، يفصل حزمتين مستقطبتين استقطاباً مستقيا ، على زاوية مستوية وتدفقاهما على نسبة بينهما تتعلق بتوجيه المقطب ٥ . تطفأ هاتان الحزمتان بصورة متناوبة بواسطة المحلل ٧ الذي يدور بالتواتر f ، واحدى هـــاتين الحزمتين تسقط على سطح معياري ٨ والاخرى على السطح ٩ الذي يقاس عامل انعكاسه الانتثاري م (او

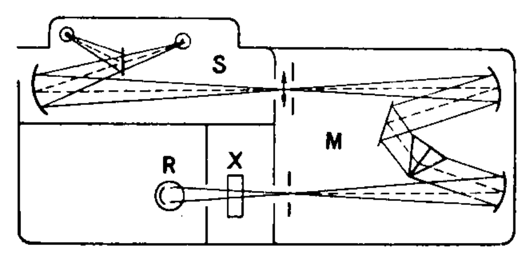
انه يخترق الصفيحة ٩′ التي يراد قياس عامل نفوذيتها المنتظمة т ، وفي هذه الحالة فان السطح ٩ هو شبيه بـ ٨) ؛ ٨ و ٩ هما جزء من كرة مكاملة ١٠ (الفقرة ٥ – ٩) تضيء نافذتها خلية فوتواصدارية ١١ .



الشكل ٥ – ٢٩ . مقياس شدة الضوء الطيفي المسجل لهاردي

ان عدم تساوي التدفقين (وليكونا F و F'т مثلا) اللذين تتلقاهما هذه الخلية يولد تياراً معدلا (مشكلا) تواتره f يرسل الى المضخم ١٢ ، وهذا التيار بعد تضخيمه بدير ، بفضل المحرك ١٣ ، المقطب ٥ ، حتى الحصول على التوازن الفوتومتري ، تسجل الريشة ١٤ عندئذ على الاسطوانة ١٦ (بفضل وساطة « كامة » مناسبة ١٥) القيمة т العائدة لتوجيه المقطب الذي حدد هكذا . ويسيطر المحرك على الانتقال الطولاني للاسطوانة ١٦ بصورة تتناسب مع تغيرات طول الموجة ، الناجمة عن انتقال الشق ٣ بواسطة « الكامة » ١٨ .

ب) كمثال على مقياس الشدة الطيفي ذي موشور الكوارتز ، نذكر مقياس جوبان وايفون Jobin et Yvon (الشكل ٥ – ٣٠) غير المسجل ، الذي يستخدم من ٠,٢ الى



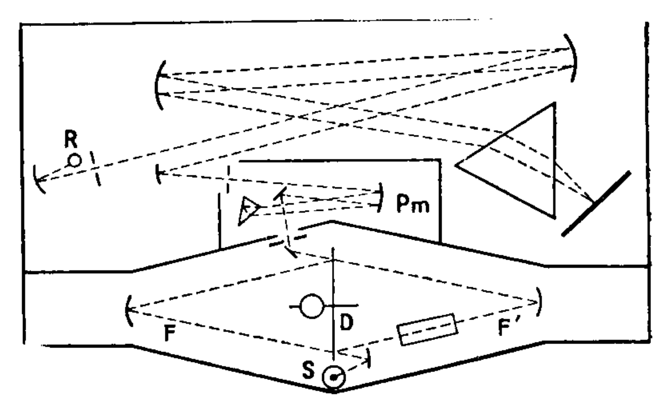
الشكل ٥ – ٣٠ . مقياس الشدة الطيفي ذو الخلية لجوبان وايفون

١ مكرون بطريقة النقطة فالنقطة. وهو يحوي على عدة اقسام وضع فيها : في S منبعان ضوئيان (مصباح التنغستين او مصباح الهدروجين) ذوا تغذية مثبتة ، حسب الرغبة ، مع امكان وضع منابع اخرى خارجاً) وفي M موحد اللون ذو المرايا وموشور كورنو (الفقرة ١٢ – ٤ ب) وفي X النماذج التي يراد قياس امتصاصهـا (او بفضل اجزاء اضافية غير ممثلة في الشكل ، نفوذيتها او نثرها او فلورتها ، ...) وفي R المستقبلات (خلية فوتو اصدارية ذات خلاء) مع مضخم ومقياس غلفاني للقراءة (غير ممثل في الشكل) .

٥ ـ ٢٦ . — مقاييس الشدة الطيفية لما تحت الاحمر :

هذه الأجهزة هي ذوات مرايا ولها غالباً مواشير من كلور الصوديوم NaCl تستخدم من ١ الى ١٥ مكروناً ، ويمكن ان يستبدل بها بين (١ و ٥و٥ مكرون) مواشير من LiF و CaF_2 اكثر تبديداً منها ، وبعد ١٥ مكروناً يستعان بمواشير من KBr و CsBr ، الخ ... (انظر الفقرة ٤ – ٥) واما المستقبلات فهي من النوع الحراري (الفقرة ٥ – ١٧) والمنابع الضوئية هي اجسام متوهجة في الهواء الطلق (الجسم الأسود ، شعيرة مصباح نرنست) ومن المؤسف ان يكون اشعاعها ضعيفاً جداً في الامواج الطويلة ، لذلك فان اخطار الضوء الطفيلي تخشى هنا كثيراً ولكنه ينبغي ايضاً التخلص من تأثير الامتصاص من قبل بخار الماء وغاز الفحم اللذين يوجدا في الهواء الجوي. ويستعاض غالباً عن الهواء بجو من الآزوت الصافي .

ان مقياس شدة الضوء الطيفي المسجل لـ لوفت Luft (الشكل ٥ – ٣١) الذي نتخذه مثالا ، يحوي على موحد للالوان مضاعف ، احـــد عناصره (موحد الالوان المسبق Pm) هو اصغر من الاخر (اقل تبديداً ولكنه اقل كلفة) من الاخر . والضوء الصادرة من شعيرة مصباح نرنست S : Nernst يسقط على القرص الفاصل D ذي القطاعات الشفافة والعاكسة ، بحيث ان المستقبل R يتلقى على التنـاوب الحزم F (العيار) و F′



الشكل ٥ – ٣١ . مقياس الشدة الطيفي لما تحت الاحمر لـ لوفت

(المنقص بنسبة ∓ والذي يراد قياسه) R هو مستقبل ضغطي (الفقرة ٥ – ١٨) والضوء معدل ، ويؤمن التسجيل كما في بعض الاجهزة التي سبق وصفها ، ومقياس اطوال الامواج هو لوغاريتمي .

تمارين

٥ — ا قارن بين اللمعان L_1 لضوء البدء وبين اللمعان L_2 (الذي يفترض منتظماً) لشمعـة تعطي نفس الاستنارة ، عندما تكون على بعد قدره $d = 1{,}92$ m . ان مقطع اللهب ، عمودياً على استقامة الانارة هو $S = 2{,}0$ cm² ، والقطر الظاهري للقمر $2\,\alpha = 31'$.

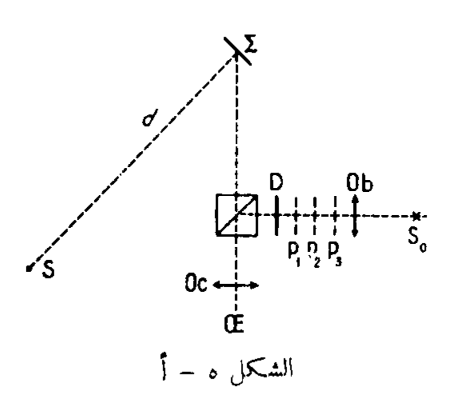
٥ — ب يغطى سطح مائي S ، قرينته n بحاجز معتم افقي احدث فيه في O ثقب صغير s . تدخل حزمة ضوئية آتية من الشمس ، في O ، بزاوية ورود قيمتها الوسطى i ، وتسقط على سطح قدره σ لحاجز افقي Σ ، موضوع في الماء على عمق قدره h . عين الاستنارة E لهذا السطح ، بعد معرفة اللمعان L للشمس ، وقطره الظاهري 2α ، وعامل التوصيل τ لـ S ، في الاستقامة المفروضة ، بغرض الامتصاص مهملاً .

٥ — ج ١ . — انبوب مضيء اسطواني T ، افقي ، غير محدد الطول ، يشع وفقاً لقانون لامبير . يبلغ لمعانه $L = 800$ cd/m² . ومقطعه دائرة قطرها $d = 20$ mm . وهو موضوع على ارتفاع $h = 150$ cm فوق منضدة افقية . احسب الاستنارة E في مختلف النقاط M من هذه المنضدة .

٢ . — يوضع انبوب T′ مماثل لـ T بشكل موازٍ له على بعد $2a$ cm من T وفي نفس المستوي الافقي .

عين a بصورة تقريبية ، وبطريقة تخطيطيـة ، بحيث أن الاستنارة E_1 للمنضدة تكون هي نفسها تحت T وفي النقط المتساوية البعدين عن T و T′ .

٥ — د يمثل الشكل مقياس شدة الضوء الاستقطابي ، الذي يستعمل



الشكل ٥ – أ

لقيـــاس استنارة حاجز ابيض ناثر جداً ∑ . S_0 هو مصباح ذو شـدة ثابتة ، موضوع في محرق جسمية Ob، و D هو زجاج ناثر ، p_1 ، p_2 ، p_3 هي ثلاثة مقطبـات . و C مكعب لومر ينظر اليه من خلال العينية Oc .

المقطبان p_1 و p ثابتان ومتوازيان. واما p_2 فهو مركب على دائرة مدرجة . ومبدأ الزوايا α قد نظم عند الانطفاء .

يحصل على التوازن الفوتومتري من اجل القيمة $\alpha_1 = 45^\circ$ للزاوية α عندما يتلقى ∑ الاستنارة E ، ومن اجل القيمة $\alpha_2 = 70^\circ$ عندما يضاء ناظمياً بواسطة منبع شدته $I = 80$ cd موضوع على بعد متر واحد . احسب E .

إذا كان الارتياب في كل قياس للزاوية α هو $d\alpha = 0^\circ{,}1$ ، فاحسب الارتياب dE الذي يقابله في E .

٥ – ه لقياس الشدة الضوئية I لمصباح توهجي S ، يوضع عمودياً على اشعته حاجز معتم ابيض E ، يضاء وجه الآخر ناظمياً بواسطة مجمعة تتألف من عدسة O ذات امتصاص ضعيف مهمل وذات طول محرقي $f = 1$m ، ويوجد في محرقها مصباح معياري نقطي S_1 يصدر بصورة منتظمة التوزيع ، تدفقاً كلياً : $\Phi_1 = 630$ lm . البعد $OS = 200$ cm ونفرض $OE = x$.

يراقب وجها الحاجز E بواسطة جملة مرايا ومكعب لومر ، ويغير x حتى يبدو هذان الوجهان متساويين في الاستنارة .

١ً . – ان المنبع S الذي له تناظر دوراني ، محوره A قائم ، يجعل التوازن

الفوتومتري يحصل عندما $x = 45\ \mathrm{cm}$. احسب قيمة I_h التي تقابله من I .

٢٠ – يستطيع S أن يدور حول مستقيم أفقي عمودي على SS_1 ، فاذا كانت α هي زاوية A مع SS_1 ، فان قيم x العائدة إلى التوازن الفوتومتري تحصل بالترتيب من أجل :

α (0) =	٠	١٥	٣٠	٦٠	٩٠	١٢٠	١٥٠	١٦٥	١٨٠
x (cm) =	١٣٠٫٨	١١٣	١٠٢	٦١٫٥	٤٥	٦١٫٤	١١٠	١٢٥	١٦٠

ارسم بالاحداثيات القطبية مبنية الانحناء $I = f(\alpha)$.

احسب التدفق الضوئي $d\Phi$ الذي يصـــدره المصباح في الزاوية المجسمة الواقعة بين مخروطين دورانيين محورهما A وزاويتاهما المولدتان α و $\alpha + d\alpha$. استنتج من ذلك ، بواسطة التكامل التخطيطي التدفق الكلي Φ .

S E x 0 S_1

٥ – و تخترق حزمة ضوئية متوازية ، في حالة الانحراف الأصغر ، موشوراً يبلغ ثخن قاعدته b ، وهو مصنوع من مادة عامل امتصاصها K بالنسبة الى الضوء الوحيد اللون المستخدم . وأما وجه الدخول ، المغطى تماماً ، فيتلقى تدفقاً F_0 ، احسب عامل النفوذ (أو التوصيل) ؟ للموشور . تهمل تضييعات الانعكاس .

٥ – ز في المستوى المحرقي للجسمية الأولى L_1 قد وضع حظار (حاجب) D مستدير ، قطره الظاهري عندما ينظر اليه من المركز البصري للعدسة L_1 هو α . ويسقط كل الضوء الذي يخترق هذا الحظار على جملة ضوئية منتظمة L_2 تسقط خيال L_1 على لوحة حساسة P . تقاس الكثافة الضوئية Δ للخيال الناتج ، بفرض أن زمن العرض وظروف التظهير هي باقية على حالها .

في مجموعة اولى من التجارب يتغطى الحظـــار تماماً بخيال للسماء الليلية

فيحصل على :

$\alpha =$ ٢°،٥٤′،١″ ٢°،٤٤′،٥١″ ٢°،٢٥′،٤٤″ ٢°،١١′،٢٤″

$\Delta =$ ١،٤٠٩ ١،٢٩٢ ١،٠٢٤ ٠،٨١٠

في تجربة اخيرة يسدد الجهاز نحو نجم S يتشكل خياله داخل D ، و كذلك جزء من السماء فيحصل عندئذ على القيمة $\alpha' =$ ٠° ٥٨′ ، ٤٦″ لـ α و $\Delta =$ ١،٠٣٦ .

فاذ قبلنا بأن لمعان السماء الليلية L منتظم وثابت ، ورمزنا بـ E للاستنارة التي يحدثها النجم S على L_1 فيما لو انه كان ينيره بمفرده ، فاحسب بواسطة الاستكمال الداخلي (التحشية) التخطيطي النسبة E/L .

٥ – ح يتألف جهاز موحد اللون من شق متحرك يعين بعده x عن مرجع أو علامة ثابتة ، طول موجة الضوء النافذ λ ، ويتغير عامل النفوذ τ مع λ . ومعنا القيم ·

من اجل $\lambda =$ ٢٩٢ نم $x =$ ١٩،٩٠ مم $\tau =$ ٠،٤٩٨

– ٥٤٦ – ١٧،١٠ ٠،٥٥٠

– ٥٧٨ – ١٥،٨٠ ٠،٥٦٦

يضاء هذا الجهاز بواسطة منبع لمعانه الطاقي الوحيد اللون $L^*(\lambda)$ ، ويسقط الضوء البارز منه على مستقبل كهرضوئي متصل بالتسلسل مع مقياس غلفاني تنحرف بقعته الضوئية بمقدار α ، ومعنا النتائج :

من أجل $\lambda =$ ٥٢٠ نم $L^* =$ ٧١،٦ (وحدة اختيارية) $x =$ ١١٥مم

٥٦٠ نم ١٠٠ ٢٢٥مم

(مع بقاء عرض الشق Δx على حاله في المرتين) .

احسب النسبة r للحساسيتين الطيفيتين $\sigma = \alpha/\mathcal{P}$ للمستقبل (بفرض $\mathcal{P}$ الاستطاعة التي يتلقاها) وذلك من أجل طولي الموجتين ٥٦٠ و ٥٢٠ نم .

٥ – تصدر حزمة وحيدة اللون طول موجتها λ_0 ، شعاعها الأوسط يمثل بالمسار FGHIJKO ، من شق F عمودي على مستوى الشكل ، وتسقط على مرآة كروية مقعرة M_1 تشكل لـ F خيالاً في اللانهاية . وتخترق الحزمة ، في شروط الانحراف الأصغر ، موشوراً p حرفه يوازي F وزاويته $A = 60^0$. ثم تنعكس بعد ذلك على مرآة مستوية M_2 ثم على مرآة مقعرة M_3 تشكل لـ F خيالاً واضحاً في O . ولتكن L نقطة تقاطع GH و IJ . معنا :

$$A\widehat{L,O}X = 146^0 \quad \text{و} \quad F\widehat{G}H = J\widehat{K}O = 9^0$$

وكذلك الاحداثيات الآتية ، مبينة بالـ مم بالنسبة الى المحورين المتعامدين x o y .

النقطة	F	G	L	J	K
x	٣٩٢	٣٩٢	٣٣٧	١٠٠	٥٥٦
y	−١٤٠	٤١٦	٧٠	−٧٢	٠

وتتغير القرنية n للموشور مع طول الموجة λ ، مقدره بالنانومتر (n m) وفقاً للصيغة :

$$n = 1{,}589\,21 + \frac{12{,}120}{\lambda - 213}$$

١ً . – عين الزاوية التي يؤلفها مع ox الناظم JD على المرآة M_2 .

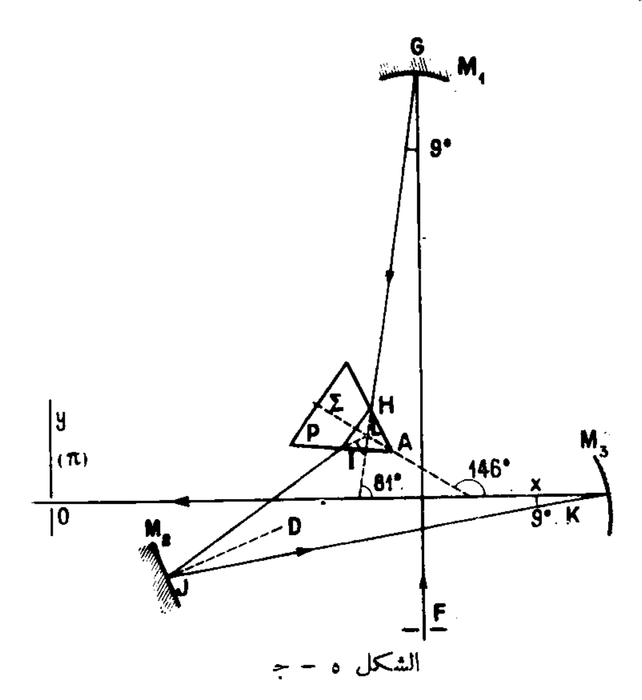
٢ً . – احسب λ_0 .

٣ً . – للشق F عرض مهمل ؛ ويوضع في O وبصورة عمودية على مستوي الشكل ، شق عرضه ٠،٠١ مم . فاذا كان الضوء الساقط على F لم يعد وحيد اللون ، وانما اصبح ذا طيف متصل ، فعين الفاصلة بين أطوال الموجات $d\lambda$ للشعاعات التي يمكنها ان تخترق الشق O .

أي قيمة $d\lambda'$ ينبغي ان تحل محل $d\lambda$ إذا كان الشق F مماثلاً للشق O .

٤ . – هناك مجموعة من المرايا والمواشير مناظرة للاولى بالنسبة الى المستوي π العمود على مستوى الشكل والمار من oy ، تتلقى الاشعة التي اجتازت الشق O. يخرج الضوء من شق 'F مناظر لـ F بالنسبة الى المستوي π . فماذا يحدث في 'F إذا كان الشق F مضاءً بمنبع ذي طيف متصل وفتح الشق O فتحاً كبيراً أو صغيراً (فتحاً زائداً او ناقصاً) .

ان المقطع Σ للموشور p بمستويه المنصف يقوم بدور الحظار الذي يحدد الحزمة التي تخترق الجهاز . ويراد (في حالة الضوء الذي طول موجته λ_0) ان يمر هذا الضوء فعلاً من الموشرر 'p (المناظر لـ p بالنسبة الى المستوي π) وذلك خلال مقطع 'Σ . ولهذه الغاية يلصق بالفتحة O عدسة رقيقة محورها Ox ؛ عين طولها المحرقي f .



الشكل ٥ – ج

الفصل السادس

الالوان وقياسها

٦ - ١. — *ضرورة تمييز فيزيائي للألوان .*

أ) ان التعابير المستعملة للدلالة على الالوان ، هي بصورة عامة قليلة الدقة حتى ولو أضيفت اليها عدة صفات مشتركة مثل : أزرق باستل ، أزرق ناتيه ، الخ ... وفهارس (أو أطالس) الألوان المنظّمة من قبل صانعي أو مستعملي المواد الملون ، لها خواص تجريبية ، ولا تبدي كل الضمانات المتمناة من الثبات مع طول الزمن. ولكي يمكن استعادة جسم (أو صورة) أو أيضاً لون ضوء ، بدقة كافية وفقاً لما تقتضيه علوم وتقنيات عديدة ، فقد سُعي الى تمييزها بمعطيات عديدة ؛ وسنرى أن ذلك ممكن بصورة بسيطة نسبياً بالانطلاق من عدد من المصطلحات ، مبنية على دراسة ادراكات ابصارية : وهذا هو موضوع **قياس الالوان** .

غالباً ما تجري المناقشة ، في مبادىء علم الضوء الابتدائي[١] على الأجسام أو الأخيلة المنيرة تقريباً ، بقبول ضمني بأن للضوء بالنسبة لها جميعاً ، تركيباً طيفياً

---

(١) باستثناء الحالات التي يتدخل فيها الانتشار بالانكسار (الجزء ٤ ، ١ - ٩) ، ولونية الجمل الضوئية (الجزء ٤ ، ٣ - ٩) ، والالوان التداخلية (الجزء ٤ ، ١٢ - ١٨) الخ ...

واحداً. وما لم يُشر الى خلاف ذلك،فالمفروض أن هذا الضوء أبيض : وسنرى في الفقرة ٦ ــ ٥ ماذا يقصد بذلك . مع هذا فإن فروق الألوان تكون عاملاً اساسياً لإحساساتنا البصرية : فلون ضوء ما يتوقف جوهرياً على تركيبه الطيفي، ولون جسم ما يتوقف في آن واحد على تركيب الضوء الذي ينيره وعلى الجزء من هذا الضوء الذي هو من أجل كل منطقة من الطيف المرئي ينتقل أو ينعكس أو ينتثر . فالدراسة الجدية لقياس اللون ، لا يمكن مباشرتها الا بعد دراسة القياس الضوئي الطيفي .

ــ ٥ ــ اذا نور اعلان ملون بأضواء مختلفة (يصدرها مُسقط توضع أمامه زجاجات ملونة مختلفة) أمكن التأكد من أن المظهر الملاحظ يتغير أحياناً بصورة مدهشة .

ــ ٥ ــ من المثير ايضاً فحص مظاهر الواح من الورق أو القماش ، المختلفة الألوان ، اولاً في الضوء الابيض ، ومن ثم بتشكيل طيف ذي أبعاد مناسبة عليها . فيُتأكد هكذا من أن أغلب الاجسام الملونة (باستثناء الحمراء منها) ليست ، حتى ولا بصورة تقريبية ، ذات انعكاس او نفوذ وحيد اللون .

ج) ومع أن عدد أطوال الموجة المرئية لا نهاية له ، فإن عدد المعطيات التي تعبر عنها منحنيات التوزع الطيفي يمكن ارجاعه بصورة عامة الى بضع عشرات. وسيكون ذلك أيضاً كثيراً جــداً لتمييز اللون عملياً ؛ وبالاضافة الى ذلك ، فالتوافق بين هذه المعطيات والتسميات المألوفة ليس ممكناً إلا بطريقة غــير مباشرة ، سنعرضهــا في الفقرة ٦ ــ ١٥ . ولحسن الحظ تبين التجربة أن نتائج المقــارنات الابصارية للألوان ، تستطيــع ، اذا ما استعملت جملة مقارنة محددة تمامــاً (والتي اختيارها اعتباطي من جهــة أخرى) أن تفسر بمجموعــة ثلاثة اعداد فقط ، وهذه الامكانية تقابل مـــا يسمى أحياناً **المتحولات الثلاث الابصارية** .

٦ ـ ٢. – أسس قياس الألوان الابصاري .

أ) من المتعذر طبعاً مقارنة إحساسات مراقبيْن مختلفين، فيما بينها ؛ ولكنه من الممكن لكل مراقب يلاحظ في آن واحد بقعتين متجاورتين ، أن ينظم طرق استنارتها ، بحيث تظهران متماثلتين لا في لمعانها فحسب (كما في قياس الضوء) وإنما أيضاً في اللون ، لأن التركيبات الطيفية ليست اضطراراً واحدة، (راجع الفقرة ٦–٣ ، ب) .

ب) لندعو تهييجاً السبب الفيزيائي لإحساس بصري . فعندما يثير تهييجان إحساسات متماثله في اللون والشدة ، يقال **إنهما متعادلان لونياً** . وقياس الألوان الابصاري يستند الى الفرضيات التالية،التي تدعى غالباً **مبادىء القياسات اللونية** والتي تحققها التجربة (تقريبياً على الأقل) في كثير من الحالات . وستكون هذه هي الحالات الوحيدة التي سنهتم بها .

١ً) **تهييجان** معادلان **لتهييج** ثالث **هما** متعادلان فيما بينهما .

٢ً) عندما تؤثر عدة **تهييجات في** العين في آن واحد ، لا ينغير الاحساس المدرك اذا استبدل بأي واحد منها واحد آخر يعادله .

٣ً) بنتيجة ذلك اذا كان **تهييجان** A و A' معادلين على التوالي **لتهييجين** آخرين B و B' فإن المجموع $A + A'$ يكون معادلاً للمجموع $B + B'$ ، وبصورة خاصة اذا كان A و B متعادلين فإن nA و nB (n أياً كانت)هما متعادلان ايضاً .

هذا ويطلق غالباً على المبادىء السابقة (المنصوصة بشكل أكثر أو أقل اختلافاً) اسم **قوانين غراسمان** Grassmann .

٦ـ ٣ . ــ الاحتياطات اللازمة للحصول على نتائج مترابطة . المراقبون النظاميون :

أ) يستطيع أغلب المراقبين تحقيق موازنات القياسات الضوئية نفسها ، بتأثير التهييجات ذاتها ، مقدرة تقريباً بالقيم الفيزيائية عينها . هؤلاء المراقبون مشهورون بأنهم « نظاميون » وأمكن تعريف **مراقب نظامي متوسط** (فقرة ٦–١٢) من اجل قياس اللون (كما هو الحال من أجل قياس شدة الضوء) .

ولكن يوجد ايضاً ، وعلى الاخص بين الذكور نسبة كبيرة (في حدود 8%)[1] من المراقبين الذين يبتعدون عن المتوسط بشكل ملموس ، والأكثر « شذوذاً » بينهم يُدعون دالتونيين (راجع الفقرة ٦–٩) .

ب) حتى عند المراقبين النظاميين ثمة ما يدعو الى الأخذ بعين الاعتبار لظواهر التكيف والتعب والتباين المتتالي أو المتواقت ، التي تصيب الرؤية الملونة . والتجارب التالية تعطي بعض الامثلة :

— o — إن الدوائر الحمراء والخضراء في الشكل ٦ – ١ (اللوحة ١) تظهر بوضوح بألوان مختلفة حسبما تكون محاطة بالأصفر أو الأزرق مع أن التحبير واحد في كل مكان ولكن الأحفة تحدث تأثيرات مختلفة من **التباين المتزامن** .

— o — توضع احدى الحلقتين المقصوصتين من صفيحة واحـــدة من الورق الرمادي ، فوق ورقة زرقاء فاتحة ، وتوضع الأخرى فوق ورقة صفراء فاقعة ، فتبدو الأولى مصفرة والثانية مزرقة . (يكون التأثير أشد وضوحاً إذا غطي الجميع بورقة كريستال) .

---

(١) نحو 0.5% فقط في حالة المراقبات الاناث ،

— ٥ — يحجب حاجز احمر منور جيداً بالقرب من مركزه خلال بضع دقائق بقرص أخضر يثبت عليه المراقبون نظرهم؛ فعندما يرفع هذا القرص فإن المنطقة المقابلة من الحاجز تبدو أشد حمرة (اكثر اشباعاً بالمعنى الذي سيعرف في الفقرة ٦ - ٦) مما يحيط به : وهذا فعل تباين متتالي .

ج) إن القطر الزاوي للرقاع المستعملة للقياسات ، ومظهر « الحقل المحيط » الذي تلاحظ عليه ، يمكن أن يكون لهما تأثيرهما ايضاً .

تجري القياسات عادة بوساطة حقل قدره حوالي $2^{0},5$ (يتجاوز النقيرة المركزية تجاوزاً واسعاً) ، ولكن النتائج يمكن أن تختلف اذا كان الحقل أكبر كثيراً من ذلك .

واخيراً نذكّر بأنه في حالة اللمعان الضعيف جداً تجري الرؤية بمحيط الشبكية (١٧٠٤-١٣) الذي هو غير حساس بالنسبة للألوان (« مثلما يقول المثل : كل القطط في الليل رمادية اللون ») ، وبالقرب من الانبهار تتوقف الألوان ايضاً عن أن تكون مرئية بصورة حسنة . فعندما يقترب من هذه الحالات القصوى يتوقف الاحساس باللون اكثر فأكثر على اللمعان .

—٥— اذا نظرنا من خلال مرشحة ملونة (من الزجاج او الجلاتين) الى شريط متوهج من التنغستن والى سطح ابيض موضوع خلف هـذا السلك ومنور به ، فإن هذا السطح يعيد نحو العين ضوءاً له نفس التركيب الطيفي الذي للتنغستين ولكن بلمعان أقل كثيراً : فيظهر اكثر « تلوناً » (اقل قرباً من الابيض) من الشريط .

وفي ما يلي ، سنفرض أن القياسات تجري من قبل مراقب نظامي ، بعيداً عن كل ظاهرة مشوشة ، ما لم نشر الى خلاف ذلك .

ا ــ الوان مختلف الاضواء

٦ ـ ٤ . ــ الاضواء البسيطة والاضواء المركبة . خلائط الاضواء :

أ) للأضواء **الوحيدة اللون** ، في شروط المراقبة النظامية ، ألوان (تدعى « نقية ») تُعطى الاسماء المدرجة في الجدول ٦ – ١ . ولكن اطوال الموجة

الجدول ٦ – ١
الوان الطيف

الألوان	طول الموجة التقريبي (mμ)	اللون المتمم	ملاحظات
بنفسجي اقصى	٤٠٠		احساس محتمل الى اقل من ٣٨٠ mμ
– متوسط	٤٢٠	اخضر مصفر	
– ازرق	٤٤٠		
ازرق متوسط	٤٧٠	اصفر	
– مخضر	٥٠٠		
اخضر متوسط	٥٣٠	ارجواني	
– مصفر	٥٦٠		رؤية عظمى ٥٥٥ mμ (photopique)
اصفر متوسط	٥٨٠	ازرق	
– برتقالي	٥٩٠		
برتقالي متوسط	٦٠٠	ازرق خضيري	
– احمر	٦١٠		
احمر متوسط	٦٥٠	ازرق مخضر	
– متطرف	٧٨٠		ادراك محتمل الى اكثر من ٨٨٠ mμ

المشار اليها في الجدول ليس لها سوى صفة الدلالة . ولا يمكن تثبيتها بدقة إلا باتفاق لم يتم حتى الآن[1] .

ب) يشار عادة الى الاضواء **المركبة** ، التي نحن غالباً على صلة بها ، بالاسم نفسه الذي يدل على لون الطيف القريب منها ، باستثناء حالة الاضواء **البيضاء** (المجاورة تقريباً لأضواء الشمس، انظر الفقرة ٦–٥) والاضواء **الارجوانية** ، التي يمكن اعتبارها « كمزائج » لأضواء حمراء وبنفسجية أو زرقاء) .

وتدل التجربة على أن احساساً واحداً باللون ، قد يكون ناشئاً عن أضواء تراكيبها الطيفية مختلفة جداً .

–٥ - يشاهد مثلاً ، أن احساسات بألوان صفراء متشابهة جداً ، قد تنتج إما عن ضوء وحيد اللون مناسب ، وإما عن ضوء ابيض تكون فيه المركبات الطيفية الزرقاء غير موجودة ولو جزئياً على الاقل .

وأغلب الأضواء الملونة التي نحصل عليها بترشيح الضوء الابيض بصفيحة زجاجية زرقاء أو خضراء أو صفراء . . هي عملياً بعيدة جداً عن أن تكون وحيدة اللون .

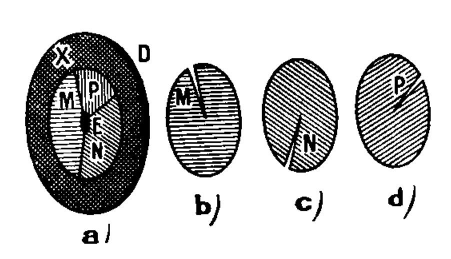
-٥- ثمة مرشحات لا تسمح بتاتاً بمرور الاضواء الوحيدة اللون الصفراء ، ولكن تسمح فقط بمرور الاضواء الحمراء والخضراء التي يعطي مزيجها احساساً بالأصفر . وهذه حالة محلول مائي لثنائي كرومات البوتاسيوم وكلور الكروم بنسب ملائمة .

ج (في الحالات الملحوظة آنفاً ينتج **مزيج** الأضواء المختلفة عن تطبقها في

---

(١) راجع مع ذلك الفقرة ١ – ٨ والفقرة ١ – ١٠ فيما يتعلق بالحدود المصطلح عليها لما تحت الاحمر وما فوق البنفسجي .

حزمة واحدة . ويمكن ايضاً لدراسة مزيج ضوئين ، أن نوجههما معاً ضمن ورودين مختلفين على لوحة بيضاء مستقيمة المناحي (الفقرة ٥ - ٢ - ٥) يلاحظ عليها اللون ، اذا جعل مصدرهما رقعتين قريبتين ومتجاورتين وصغيرتين بقدر كاف بحيث لا تفصلها العين («التنقيطية» فقرة (٦ - ٢٢) أو استبدالهما دورياً أحداهما بالأخرى في تأثيرهما على العين في فترات متقاربة .



الشكل ٦ - ٢ . - مزج الالوان بواسطة قرص دوار ؛ b ، c ، d دوائر الورق الملون منضدة كما هو مشار اليه في الشكل a .

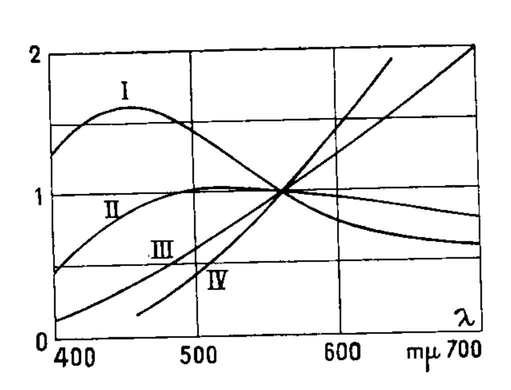
- ٥ - تعتمد **طريقة القرص الدوار** على وضع دوائر ملونة على قرص D ، محورها واحد ومشقوقة وفق نصف القطر ، ويغطي بعضها بعضاً جزئياً :فعندما تنور المجموعة بشكل مناسب وتدور بسرعة كافيه ، فانها تظهر بلون ناتج عن خليط الألوان التي تتتابع في النقطة الملحوظة . فمثلاً ، اذا وضعت ثلاث دوائر من الألوان P, N, M مرتبة بشكل يغطي بعضها بعضا جزئياً كما يشير الى ذلك الشكل ٦ - ٢ ،فوق اطار لونه X ، والكل مثبت بواسطة برغي E ، فمن الممكن عندما نختار الألوان P, N, M والزاوية المركزية للقطاع المرئي لكل منها أن يتوازن مزجها مع اللون X .

٦ - ٥ . — الاضواء البيضاء . الاضواء المتتامة :

يعد لوناً أبيض كل ضوء مشابه لضوء النهار ؛ وهذا التعريف ينطبق على

التراكيب الطيفية التي تختلف فيما بينها اختلاف اضواء سلك الفحم المتوهج والسماء الزرقاء (شكل ٦ - ٣)[١] .

– ٥ – اذا أشعلت ثلاثة مصابيح كهربائية ذات استطاعة واحدة ، بجانب بعضها بعضاً وهي على الترتيب : ذو شعيرة من الفحم ، وذو شعيرة من التنغستين في الفراغ ، وذو شعيرة من التنغستين في الآزوت أو الارغون ، يلاحظ ، فضلاً عن تزايد شدتها الضوئية تدريجياً وفق ترتيبها المذكور آنفاً ، تناقص ألوانها احمراراً .

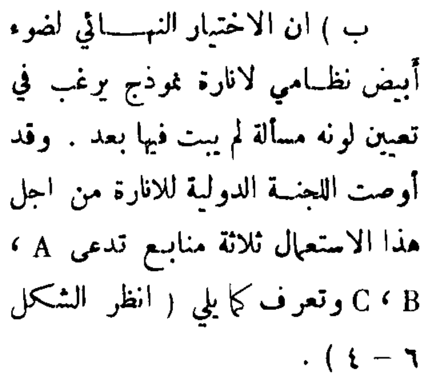


الشكل ٦-٣ .– التوزيع الطيفي لمختلف الاضواء المدعوة بالبيضاء :

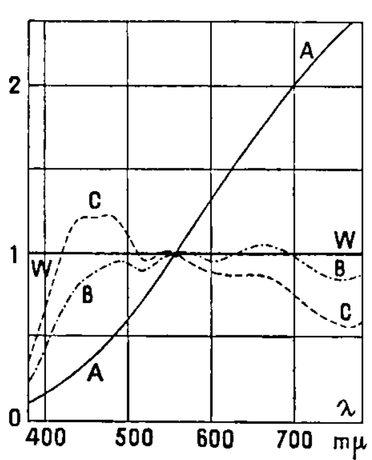
١ – ضوء السماء الزرقاء .
٢ – ضوء الشمس المتوسط .
٣ – مصباح ذو سلك التنغستين .
٤ – » » » الفحم .

عندما يكون لضوء ما عين التركيب الطيفي للضوء الذي يصدره « جسم متوهج اسود » درجة حرارته T_c . قد اختيرت بصورة مناسبة ، فان T_c تدعى حينئذ **درجة حرارة اللون** لمنبع الضوء L (الجزء ٢ ، الفقرة ٢٠ – ١٠) . هذا المفهوم يطبق غالباً على التمييز الدقيق أو التقريبي لبعض الأضواء البيضاء (ولكن كثيراً من الاضواء البيضاء لا يمكن تمييزها هكذا) .

(١) لنتذكر أيضا مفهوم « اللون الابيض ذي الرتبة العليا » (٤، ١٢-١٩) .



ب) ان الاختيار النهـــائي لضوء أبيض نظـامي لانارة نموذج يرغب في تعيين لونه مسألة لم يبت فيها بعد . وقد أوصت اللجنـة الدولية للانارة من اجل هذا الاستعمال ثلاثة منابع تدعى A ، B ، C وتعرف كما يلي (انظر الشكل ٦ - ٤) .



الشكل ٦ - ٤. التوزيع الطيفي لمختلف الاضواء البيضاء الاصطلاحية للجنة الدولية للانارة

المعيار A مؤلف من مصبـاح ذي سلك (شعيرة) من التنغستين في جو غازي درجة حرارة لونه تساوي ٢٨٥٠ درجة مطلقة .

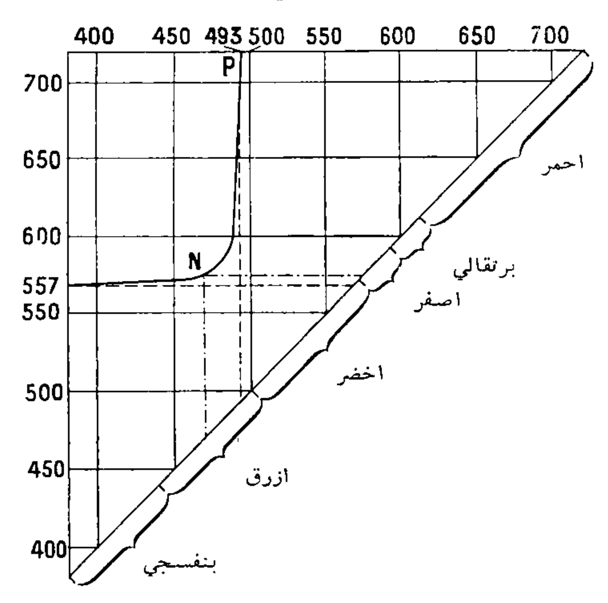
والمعياران B و C يتألفان من المصباح السابق منضماً اليها مرشحات تنسب الى « ديفيس وجبسون » مملوءة بمحاليل مناسبة تحوي بصورة خاصةعلى كبريتات النحاس والكوبالت وتبلغ درجة حرارة ألوانها على التوالي ٤٨٠٠ و ٦٥٠٠°K تقريباً .

ج) نطلق امم الضوء W على الضوء (النظري) الذي يدعى **بذي طيف تساوي الطاقة** ، والذي يكون توزعه الطاقي الطيفي ، بدلالة طول الموجة ثابتاً (في الفراغ) ؛ ويدعى أحياناً « الأبيض » : وعملياً يبدو لعين سليمة ارجوانياً خفيفاً ، وهذا الضوء يتدخل في الاصطلاحات المتعلقة « بجمل الاسناد او جمل المراجع » التي سنتكلم عنها فيا بعد . ونحصل عليه **تقريباً** بواسـطة معيار A ومرشحة سائلة مناسبة ، مشابهة لمرشحات ديفيس وجبسون المشار اليها اعلاه .

د) يقال عن ضوءين أنهما من **لونين متتامين** ،اذا أثرا **في آن واحد وبنسب**

موافقة في « العين المتوسطة » فولدا فيها احساساً بلون ابيض . والتوافق بين الوان متتامة لا يمكن تعيينه بدقة إلا اذا ثبت جيداً الضوء المستند اليه .

ويمكن للألوان المتتامة أن تكون بسيطة أو معقدة . ويبين منحني الشكل ٦ — ٥ أطوال الموجات لمزدوجات ضوئية وحيدة اللون متممة للضوء الابيض

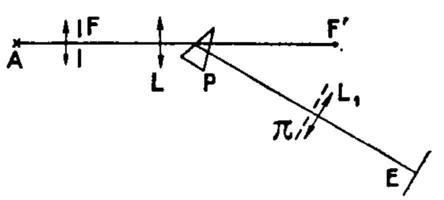


الشكل ٦ — ٥ . تحديد (كيفي) لألوان الطيف ، ومزدوجات وحيدة اللون اطوال موجتها متممة للضوء C

C . ومن اجل النقطة N من هذا المنحني مثلًا ، تكون أطوال الموجة هذه 470 و 575 m µ ، مقابلة للون أزرق وللون أصفر ؛ ومن أجل الألوان الخضراء التي أطوال موجتها محصورة بين 493 و 557 n µ تكون الألوان المتممة ارجوانية .

— ٥ — تنور قوس كهربائية A بصورة منتظمة شقاً F (الشكل ٦ — ٦) تكوّن له العدسة L خيالاً حقيقياً F′ في حالة غياب الموشور P . فإذا توسط

هذا الموشور التركيبة أمكن ملاحظة طيف على حاجز ابيض موضوع في π . ينزع هذا الحاجز ، ويشكل في E بمساعدةعدسة L (تغطي الطيف تغطية واسعة)خيال لوحة الموشور P . ولون هذا الخيال ، على نحو ظاهر ، لون الضوءالصادر عن A لأن



الشكل ٦ - ٦ . تجربة اعادة تركيب ضوء معقد ، تسمح بدراسة الالوان المتكاملة .

الأشعة الوحيدة اللون ذات الألوان المختلفة والمنفصلة عند بروزها من الموشور تلتقي في E كما تركب الضوء المعقد الصادر من F . فاذا ما أوقف جزء من هذه الاشعة عاد الخيال E الى تلونه ؛ ويمكن الحصول بصورة خاصة على لونين متتامين (يعتبر ضوء القوس كالأبيض) بأن يوضع بالتتابع في Π حاجزان كثيفان جزئياً وذوا أطراف مستقيمة موازية الى F على أن تقابل الأجزاءالمليئة في احدهما تماماً الأجزاء المقطوعة من الآخر .

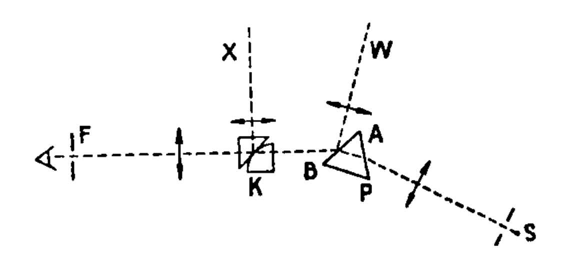
٦ - ٦ . — أطوال الموجات السائدة ، عامل النقاوة . الصبغات والاشباعات :

أ) تبين التجربة أنه اذا طبقت حزمة أشعة بيضاء لمعانها L_w على حزمة وحيدة اللون طول موجتها λ_d ولمعانها L_d أمكن تحقيق حزمة معادلة من وجهة نظر العين السليمة لحزمة ما ملونة (باستثناء حالة الارجوانيات) لمعانها L ، ينبغي لهذه الغاية أن يختار λ_d ، L_d و L_w اختياراً مناسباً على أن يكون مجموع اللمعانين (مقدراً مثلاً بـ cd/m²) مساوياً الى L فيما اذا كانت اصطلاحات القياسات الضوئية قابلة للتطبيق (الفقرة ١٥ — ١٦) . ونعبر اذاً عن التساوي

الذي وصفناه بالعلاقة :

$$L_d + L_w = L \qquad [١٠٦]$$

يمثل الشكل ٦ - ٧ تخطيطياً تركيب جهاز يساعد ، بفحص مكعب لومر



الشكل ٦ - ٧ . - مقياس اللون لـ نوتينغ Nutting (تخطيطياً).

K ، على مقارنة ضوء للدراسة X ومزيج من الضوء الابيض W (المنعكس على الوجه AB من الموشور P) والضوء الوحيد اللون (الوارد من المنبع S والمعزول بالشق F) . ويمكن تغيير λ_d بتدوير P ، وتنقيص مختلف التدفقات الضوئية بنسبة معينه بواسطة تركيبات استقطابية (الفقرة ٥ - ٤) غير ممثلة على الشكل.

وينبغي ان يكون الضوء الابيض المعتبر مرجعاً محدداً بدقة ، وما لم يصدر أي رأي مخالف لذلك ، فهو الضوء W المعرف آنفاً .

ب) يدعى λ_d **طول الموجة المسيطرة** للضوء المدروس X، فإذا كان هذا الضوء مركباً فإن λ_d يدل من بين الشعاعات الوحيدة اللون على الشعاعة التي لونها الملاحظ يقرب أكثر ما يكون .

ملاحظة - ان طول الموجة المقابل للقيمة العظمى لمنحني التوزع الطيفي لـ X (إن لم يكن ثمة سوى واحد فقط) لا يختلط بصورة عامة مع λ_d ، بل يمكن

أن يبتعد عنه كثيراً (راجع الفقرة ٦-٤ ب) . وطول الموجة المسيطرة يدل (ضمن التحفظات المذكورة في الفقرة ٦-٦ هـ) على ما يسمى عادة **صبغة اللون** وهكذا فإن الدلالة $\lambda_d = 580\ m\mu$ يمكن أن تحل محل العبارة : صبغة صفراء ـ برتقالية بتحديدها بدقة .

ج) إن النسبية :

$$p = \frac{L_d}{L} = \frac{L - L_w}{L} \qquad [٢،٦]$$

تدعى **عامل النقاوة** [1] وهو يساوي ١ لضوء وحيد اللون ، ويسمى اللون المقـــابل **مشبعاً** ؛ وكلما ازدادت في المزيج نسبة الضوء الابيض ، تنقص p ، ويقال ان اللون مشوب بالبياض اكثر فأكثر .

ـ٥ـ ينور حاجز أبيض في غرفة مظلمة ، بضوء مشبع نسبياً (يحصل عليه مثلاً بوضع مرشحة حمراء أمام جهاز اسقاط) . فعندما تشعل بالتتالي عدة مصابيح بيضاء في الغرفة ، فإن الضوء المرتد بالحاجز يصبح مشوباً بالبياض اكثر فأكثر .

د) ليس للضوء **الارجواني** P طول موجة مسيطرة ، ولكن يمكن تعيين **طول موجته المتممة** λ_0 وكذلك اللمعان L_c لطول موجته هذه ، التي اذا ماطبقت فوق اللمعان L الخاص بـ P ، ولدت لمعاناً L_w لضوء أبيض . فمعادلة القياس اللوني المقابلة هي :

$$L_c + L = L_w \qquad [٣،٦]$$

وعامل النقاوة المحدد بالعلاقة :

---

(١) زيادة في الدقة : نقول عامل النقاوة القياسي اللوني ، لتمييزه عن عامل نقاوة التهييج الذي سيعرف في الفقرة ٦ - ١٥ .

$$p = \frac{L - L_w}{L} \qquad [٦،٤]$$

والذي لا يختلط إلا جزئياً بـ [٦و٢] يكون سالباً . وسنعطي في الفقرة ٦ — ١٥ ب تعريفاً مختلفاً لعامل النقاوة لضوء أرجواني ، يقابل كبقية الألوان ، تحولاً من الصفر الى الواحد وفق ما يكون مشوباً بالبياض قليلاً أو كثيراً .

هـ) إن مجموعة الاعداد الثلاثة λ_d (أو λ_c) و p و L تميز بصورة كاملة المظهر الملوّن للحزمة ؛ ويسمى الاثنان الأولان عاملي **التلون** ، ويؤدي العامل الضوئي القياسي L جوهرياً ، من وجهة نظر الاحساس الملون الذي تحدثه الحزمة دوراً يظهر خاصة في حالة اللمعانات الضعيفة جداً أو القوية جداً كما ذكرنا في الفقرة ٣ — ٣ - د .

ونشير من جهة أخرى الى انه يمكن ان يعرف تحت اسم صبغة واشباع وتألق مميزات نفسية وفيزيولوجية للضوء ، كل منها يتوقف بشكل رئيسي على المميز «اللوني» (λ_d، p) أو القياسي الضوئي L المقابل ، ولكن له احتمالا بعض التعلق بالاثنين الآخرين. قد يحدث مثلا ان نعتبر كصبغات متفاوتة قليلا ، الاضواء الناتجة عن مزيج بنسب مختلفة لضوء واحد وحيد اللون مع ضوء ابيض واحد ، اي ان لها طول موجة واحدة مسيطرة ولكنها تختلف بعامل النقاوة او بلمعانها .

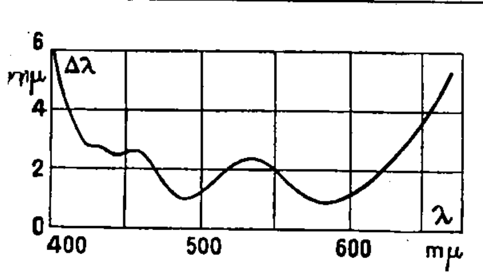
ان دراسة هذه القضايا لما تتم بعد ؛ وبدون أن نهتم بها اكثر من ذلك سنستعمل فيما يلي الالفاظ الآتية : **صبغة واشباع وتألق** ، للدلالة على الميزات التي تحددها بدقة مفاهيم طول الموجة المسيطرة وعامل النقاوة واللمعان .

٦ - ٧ . — العتبات التفاضلية للصبغة والنقاوة .

أ) إن اصغر ابتعاد يمكن تقديره لطول الموجة المسيطرة في حالة ضوء

مشبع ، يتحول من احد طرفي الطيف الى طرفه الآخر ، وفقاً لما يدل عليه الشكل ٦ - ٨ .

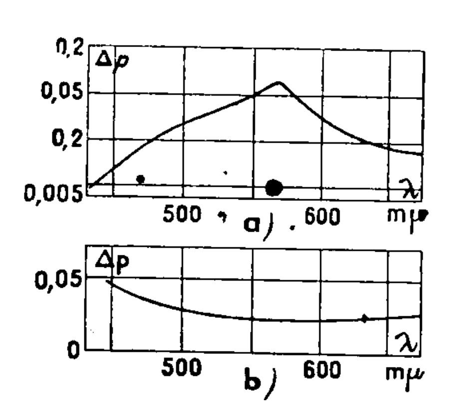
وقد توجد فوارق محسوسة بين « الافراد النظاميين » ، ولكن يلاحظ في حالة الجميع أن تغير الصبغة في الاحمر وفي البنفسجي هو اقل سرعة بكثير مما هو عليه في الاصفر والازرق وحتى في الاخضر .



الشكل ٦ - ٨ . العتبة التفاضلية لطول موجة، من اجل الوان وحيدة اللون (Δλ الحد الاصغر المرئي بدلالة λ)

ويجب التذكر بأن عيناً سليمة تستطيع أن تميز ، بين الألوان الطيفية ، نحو ١٣٠ الى ١٥٠ صبغة مختلفة ، يجب أن يضاف اليها نحو عشرين صبغة ارجوانية « نقية » (يحصل عليها بمزائج مختلفة من البنفسجي والأحمر المشبع) . وفي حالة الأضواء ، غير المشبعة ، تتناقص الحساسية على تحولات طول الموجة المسيطرة بسرعة ، كلما زاد شوبها بالابيض .

ب) من جهة أخرى يدل الشكل ٦ - ٩ ، من أجل الصبغات المختلفة ، على نتائج قياسات متوسطة لأصغر تحول Δp يمكن ادراكه لعامل النقاوة p ، سواءاً بجوار الأبيض أو بالقرب من الاشباع .



الشكل ٦-٩ .- عتبة عامل النقاوة Δp ، بدلالة طول الموجة : a) بالقرب من الابيض (احداثيات لوغارتيمية)؛ b ، بالقرب من الاشباع

واذا أخذنا بعين الاعتبار النتائج السابقة وتحولات اللمعان التي من الممكن ادراكها ،

وجب أن نقبل بوجود عشرات الالوف من الاحساسات الضوئية المختلفة .

ج) ان طول الموجة المسيطرة وعامل النقاوه هما ميزان صريحان للون؛ وتعيينهما المباشر بقدر كاف غير اكيد لسوء الحظ سواء عندما يتعلق الامر بألوان مشبعة يلزم من أجلها تقدير L_d أو L_c أجراء مقارنات مختلفة الالوان قليلة الدقة (الفقرة ٥-١٣) أو بألوان مشوبة بالبياض تكون معها العتبة التفاضلية لتقدير الصبغات كبيرة نسبياً . لذا يلجأ عادة الى طريقة التركيب الثلاثي اللون التي سنعرض مبدأها .

٦ - ٨ . — التركيب الجمعي الثلاثي الالوان . مقاييس الالوان الثلاثية اللون :

أ) تختار تحكماً ثلاثة أضواء تسمى ألوانها **أساسية** ، مع التحفظ بأن أياً منها لايمكن الحصول عليه بخلط الاثنين الآخرين ، وعملياً من المفيد اختيارها من الاحمر ، والاخضر ، والازرق ، على ان تكون مشبعة بقدر الامكان ؛ وتمثل عادة بالحروف R ، G (الحرف الاول من كلمة green التي تعني أخضر بالإنكليزية) و B . وتبين التجربة انه من الممكن في كثير من الحالات ، بطريقة القياس الضوئي والقياس اللوني « الموازنة » بين حزمة X من لون ما ولمعان L ، وبين مزيج من الالوان الثلاثة الاساسية ، التي لمعانها L_R و L_G و L_B المختارة بصورة مناسبة ، علماً بأن هذا الاختيار غير ممكن الا بصورة واحدة . ويُمثّل توازن كهذا بالمعادلة :

$$L = L_R + L_G + L_B \qquad [٦،٥]$$

علماً بأن واحداً أو إثنين من هذه اللمعانات قد يكون معدوماً .

وفي الحالات الاخرى ، يمكن معادلة مزيج مناسب من X ومن أحـــد الالوان الثلاثة الاساسية المختارة جيداً ، وليكن R ، مع مزيج مناسب من اللونين الآخرين ، وهو ما نعبر عنه بالمعادلة :

$$L + L_R = L_G + L_B \qquad [٦،٦]$$

وهـذه المعادلة الاخيرة تؤول الى الصيغة [٦ ، ٥] بالموافقة حينئذٍ على اعتبار L_R (أو في حالات أخرى L_G أو L_B) **كسالبين** .

ونجد غالباً أنه من المناسب **إزالة اشباع الحزمة** X التي تتدخل في صيغة كالصيغة [٦،٦] بأن تضاف اليها حزمة بيضاء F′ تقريباً ، وذات لمعان L' يكون معه :

$$L' = L'_R + L'_G + L'_B \qquad [٦،٧]$$

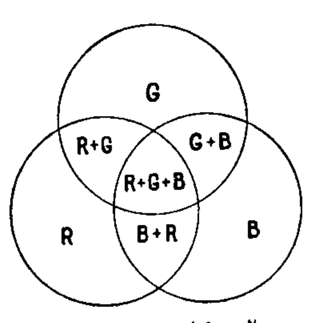
ويكون لدينا حينئذٍ :

$$L + L' = (L_R + L'_R) + (L_G + L'_G) + (L_B + L'_B) \qquad [٦،٨]$$

والعبارات المحصورة بين الاقواس تستطيع ان تعود الى لمعانات موجبة جميعها. والمعادلتان [٦،٧] و [٦،٨] تقـابلان حينئذٍ قياسين متتاليين ينتج عنهما L_R و L_G و L_B .

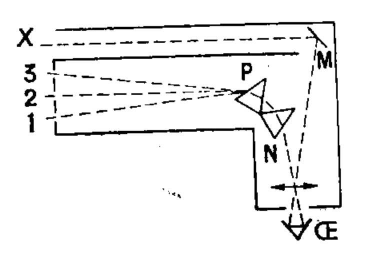
ب) تبين التجارب التالية بعض إمكانات التركيب الجمعي الثلاثي الالوان .
– ٥ – تنور ثلاثة مسقطات مجهزة على التوالي بمرشحات حمراء وخضراء وزرقاء ، بصورة منتظمة ، ثلاثة مناطق دائرية الشكل R و G و B من حـــاجز واحد أبيض ، وتتراكب جزئياً كما هو مبين في الشكل ٦ – ١٠ . ويمكن إدخـال مرشحات محـايدة فوق كلٍ من الحزم الثلاث لانقاص اللمعان (يمكن بشكل

أبسط تغيير شدة مصابيح المسقطات ، ولكن ذلك يغير قليلاً الالوان R ، G ، B ، حيث ان المرشحات ليست وحيدة اللون) وبذلك يمكن الحصول على أمزجة منوعة من الالوان الاساسية المأخوذة مثنى مثنى : برتقالي ، أصفر ، أخضر مصفر من اجل R و G ، أخضر مزرق من أجل G و B ، ارجواني من أجل B و R ، والصبغات نفسها الباهتة قليلاً أو كثيراً (أو لمزيج مناسب من الابيض غير المصبوغ) في الجزء المشترك للحزم الثلاث (انظر الشكل ٦ – ١١ اللوحة ١) .



الشكل ٦ – ١٠ .
تجربة التركيب الثلاثي الالوان

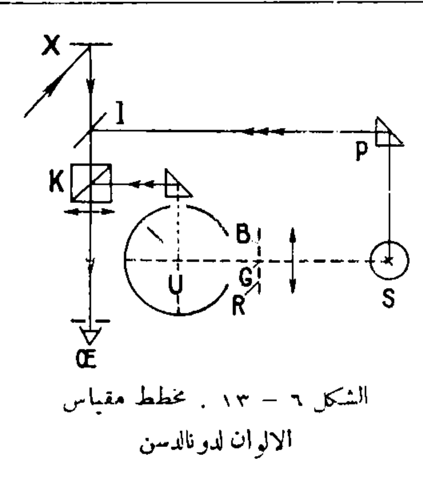
– ٥ – يمكن ايضاً تكرار جهاز مكسويل الأولي (الشكل ٦ – ١٢) حيث تراقب العين Œ رقعتين M و N منورتين، احداهما بالضوء الذي هو قيد الدراسة والآخر بمزيج من ثلاثة اضواء ، وحيدة اللون تقريباً ، صادرة عن الشقوق ١، ٢، ٣ (المنورة بالضوء الابيض) والمستقبلة بشق واحد للخروج بعد اجتيازها الموشورين . ويغير المزيج بالتأثير في عرض هذه الشقوق .



الشكل ٦ – ١٢ . جهاز التركيب الثلاثي الالوان لمكسويل

ج) يبين الشكل ٦ – ١٣ ، تخطيطياً **مقياس الوان ثلاثي الالوان** ، أكثر دقة مما سبق ، وهو مقياس دونالدسن Donaldson . فالأضواء الثلاثة الاساسية تصل اليه من مصباح متوهج واحد S ، ضمت اليه ثلاث زجاجات ملونة R،G،B وهي مختلطة في كرة اولبريخت U (انظر الفقرة : ٥ – ٩) ، ويقارن المزيج بواسطة مكعب لومر K ، بالضوء X المطلوب دراسته .

وللحصول على الموازنة يؤثر في العروض l_R ، l_G ، l_B للحــواجز الثلاثة الثابتة الارتفاع والتي تحـدد الاجزاء المفيدة من الزجاجات R ، G ، B : حيث تتحول اللمعانات نسبياً الى هــذه L_R ، L_G ، L_B العروض ، علماً بأن قيمها قد تتعين بتعبير الجهاز .



الشكل ٦ – ١٣ . مخطط مقياس الالوان لدونالدسن

وتطبق عند الحاجة ، فوق الحزمة التي تجرى عليها التجربة ، حزمة مزيلة للاشباع ، واردة من S ، ومنعكسة بالموشور P وبالصفيحة نصف الشفافة I .

٦ ـ ٩ . — تفسير التغير الثلاثي البصري . تصنيف الشذوذات .

اقترحت عدة نظريات لتفسير التغير الثلاثي للاحساسات الملونة . والنظرية التي تبدو أكثر قبولاً (يونغ ١٨٠١) تفرض ان تتدخل في الجملة البصرية ثلاثة نماذج من المستقبلات، غير متساوية الاحساس بالنسبة للشعاعات الوحيدة اللون، ولكنها تكامل تأثيراتها : فمن الممكن أن توجد في مخاريط الشبكية[١] (٤ — ١٧ — ١) ثلاثة صبغات مختلفة حساسة للضوء ، ولكن ما أمكن حتى الآن عزلها بيقين .

مع ذلك فقد بحث في تقدير حساسيتها الخاصة بدلالة طول الموجة ، بواسطة

(١) الخلايا الاخرى المستقبلة للضوء او العصيات ، ليست حساســة على فروق الالوان .

فرضيات مكملة ، لا نستطيع الإلحاح عليها . ويجب ان لا تخلط هـذه الحساسيات مع « عوامل التوزيـع » التي سنتكلم عنها في الفقرة ٦-١٢ .

ب) ان دراسة شذوذ الرؤية الملونة تؤدي الى ان يُميز ، من بين المراقبين ، أولئك الذين ينبغي أن يعمدوا ، من أجل توازن ما ، الى ثلاثة الوان أساسية (يسمون : **ثلاثيي الألوان** ، واذا قبلت نظرية يونـغ ، فعليهم أن يحوزوا على النماذج الثلاثة للمستقبلات الملحوظة أعلاه) ، أولئك الذين يكفي من أجلهم لونان أساسيان : وهم **الدلتونيون**(الفقرة ٦ - ٣) أو **ذوا اللونين** : فليس لهم في نظرية يونـغ سوى اثنين من ثلاثة نماذج من المستقبلات . ويوجـد أناس (بعدد صغير جداً) لا يستطيعون ادراك احساسات للألوان المختلفة ، وانما فقط احساسات تتفاوت في اضاءتها ، ويوصفون بأنهم **وحيدو اللون** . (او **لالونيون** أيضاً) .

وقد يكون ثلاثيو الالوان انفسهم نظاميين أو غير نظاميين الى حد ما من وجهة نظر قياس الالوان . ويجري تقصي الشذوذ الخفيفة أو الشديدة بواسطة مقاييس الالوان المبسطة (مثل كاشف الشذوذ لناجل Nagel ، الذي بواسطته تحدد النسبة التي يجب وفقاً لها ، مزج لون احمر ولون اخضر محددين ، لموازنة لون اصفر محدد) أو بتصنيف نماذج ملونة ، أو أيضاً بفحص لوحات مؤلفة من بقع من الالوان المختلفة ، مختارة بصورة مناسبة . فالمراقبون النظاميون يتعرفون فيها على حروف أو أرقام ، لا يستطيـع التعرف عليها الشاذون او بالعكس (انظر الشكل ٦ - ٤ او اللوحة ١) .

٦ - ١٠ . — جملة المقارنة او الاسناد B. G. R. للجنة الدولية للانارة .

العوامل الثلاثية الالوان :

أ) للتمكن من المقارنة بين مختلف دلالات القياسات اللونية ، اختارت

اللجنة الدولية للإضاءة ، نتيجةً لابحـاث غيلد وورايت Guild et Wright ، وبناءً على اتفاق عام، جملة مقارنة تسمى B, G, R ، تستعمل كشعاعات اساسية الشعاعات الوحيدة اللون التي اطوال موجتها هي التالية :

للحمراء R ، $\lambda = 700$ m µ (التي يحصل عليها عملياً بواسطة مصباح متوهج ومرشحة حمراء مناسبة) .

وللخضراء G ، $\lambda = 546$ m µ (وهي الشعاعة الخضراء لقوس الزئبق) .

وللزرقاء B ، $\lambda = 436$ m µ (وهي الشعاعة الزرقاء لقوس الزئبق) .

واتفقت اللجنة ، عدا ذلك ، على اعتبار ثلاثة مقادير B, G, R التي سنسميها **المركبات الثلاثية الالوان** ، والتي تعرف بالعلاقات :

$$R = L_R, \quad G = L_G/4{,}591, \quad B = L_B/0{,}060_1 \qquad [٦،٩]$$

حيث قواسم L_G و L_B اختيرت بشكل يكون معه من اجل الناظر النظامي المتوسط ، كل مزيج للأضواء الاساسية التي تكون فيها لـ B, G, R قيماً متساوية يعادل الضوء « الابيض » المصطلح عليه W . وهـذا يعني أنه يحصل على ضوء كهذا بأن يزج مثلاً 1 cd/m² من الاحمر 700 mµ مع 4,59 cd/m² من الاخضر 436 mµ مع 0,060 cd/m² من الازرق 436 mµ فقط : فللشعاعات الزرقاء بالفعل تأثير في لون المزيج اكثر اهمية عند تساوي اللمعان ، من الالوان الحمراء وخاصة الالوان الخضراء .

وبمقتضى المبادىء المنصوصة في الفقرة ٦ - ٢، فإن المركبات اللونية الثلاث لمزيج حزم ملونة هي مجموع المركبات ذات القرينة نفسها للحزم المخلوطة .

ب) تدعى خوارج القسمة :

$$b = \frac{B}{R+G+B}, \quad g = \frac{G}{R+G+B}, \quad r = \frac{R}{R+G+B} \quad [١٠،٦]$$

الامثال الثلاثية الالوان . واعتبار اثنين منهـا (الثالث ينتج عنهما لأن $r + g + b = 1$) يسمح بتمثيل مستو للالوان (راجع الفقرة ٦ - ١٤) ، ونجد ثانية المعطى الثالث المقابل للتحول الثلاثي البصري ، باضافة قيمة اللمعـان الكلية التي تدرس ، الى هذين العاملين .

ان هذه الطريقة في فصل المتحولات هي اكثر ملاءمة ولا سيما لانه ليس للميزة القياسية الضوئية L غالباً سوى تأثير لوني ثانوي على الاحساسات اللونية ، وأن قياسات L_B, L_G, L_R لا تتم بصورة عامة إلا بقيم نسبية ، لا بقيم مطلقة .

ج) من الممكن أن نربط بالجملة التي عرفناها آنفاً نتائج قياس أجري بجهاز أضواؤه الاساسية B', G', R' تختلف عن أضواء B, G, R المختارة من قبل اللجنة الدولية للإضاءة (C.I.E) ؛ ولكن ثمة صعوبة قد تبدو بسبب افتراض أن القياسات تجري من قبل مراقب نظامي متوسط : في حين أن المراقبين ، حتى غير الدلتونيين ، يمكن أن يبتعدوا عن التوسط بصورة مجهولة غالباً .

٦ - ١١ . ـــ جملة القياس اللوني X . Y . Z للجنة الدولية للاضاءة . (C . I . E)

١) وجد انه من المفيد ادخال مركبات أو حداثيات تمثل بالرموز $X\,Y\,Z$ (أو x, y, z و Y) مكان $R.\,G.\,B$ (او مكان r, g, b و L) والتي ترتبط بالسابقة بالعلاقات :

$$\left.\begin{aligned} X &= 2{,}7689\,R + 1{,}7519\,G + 1{,}1302\,B \\ Y &= R + 4{,}5909\,G + 0{,}06012\,B \\ Z &= 0{,}0565\,G + 5{,}5944\,B \end{aligned}\right\} \quad [١١،٦]$$

و :

$$\frac{x}{X} = \frac{y}{Y} = \frac{z}{Z} = \frac{1}{X+Y+Z} \qquad [٦،١٢]$$

والمركبات اللونية X, Y, Z لمزيج حزم ملونة ، مثل R, G, B ، هي على التوالي ، مجموع المركبات المقابلة للحزم الممزوجة .

وعوامل المعادلات الخطية [٦،١١] أمكن اختيارها بحيث تتوافر الشروط التالية:

– تكون العوامل x, y, z موجبة او معدومة من اجل جميع الالوان الممكن تحقيقها (في حين ان r (وأقل من ذلك على الغالب) ، g او b يمكن ان تكون سالبة) مما يسمح باختصار بعض الحسابات (انظر الفقرة ٦–١٢) .

– تختلط المركبة Y بالمميز القياسية الضوئية L .

– للضوء الابيض W الاحداثيات $x = y = z = 1/3$ (نذكر انه من اجل هذا الضوء يكون ايضا $z = y = b = 1/3$) .

– ان المميزة z للشعاعات الرحيدة اللون المحصورة بين الاحمر المتطرف وطول الموجة $625\ m\mu$ معدومة عمليا ؛ وحتى $545\ m\mu$ تبقى دون 0,01 .

ب) إن جملة المقارنة X. Y. Z للجنة الدولية للإضاءة، المستندة الى الاصطلاحات السابقة هي حالياً كثيرة الاستعمال . ولقد تم باحكام وضع الطرق التي تسمح بالانتقال عملياً بقدر الامكان من النتائج المجملة للتجربة الى القيم المقابلة الى x, y, z . وتبقى الحسابات في كثير من الحالات عسيرة ، لذلك جُدّ في تحقيق مقاييس للألوان ذاتية الحركة كما سنرى في الفقرة ٦–١٣ .

٦ – ١٢ . — عوامل التوزيع (للملاحظ C.I.E) . حساب x,y,z ابتداءً من المعطيات الطيفية :

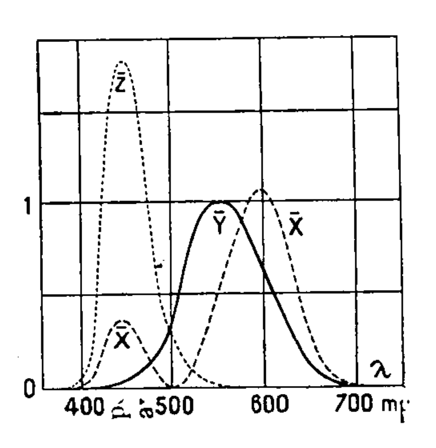
١) في عام ١٩٣١ ، تم من قبل اللجنة الدولية للإضاءة ، اختيار القيم X, Y, Z لأضواء وحيدة اللون ، لمعاناتها الطاقية متساوية ، ومتدرجة عشرة

فعشرة $m\mu$. وتدعى هذه القيم $\bar{Z}$ ، $\bar{Y}$ ، $\bar{X}$ عوامل التوزيع (ويقصد بذلك ضمناً: لطيف تساوي الطاقة، من أجل الملاحظ النظامي المتوسط المصطلح عليه).

وهكذا تكون القابليات اللونية القياسية لهذا الملاحظ قد اصبحت محددة .

واللمعان الطاقي المعتبر هو ذاك الذي يكون من أجله $Y = 1$ للضوء ذي الفعالية العظمى ($\lambda = 555\ m\mu$) .

ومنحنيات الشكل ٦ – ١٥ تمثل تحولات X, Y, Z بدلالة λ .



الشكل ٦ – ١٥ .
منحنيات توزع طيف تساوي الطاقه
للمراقب C.I.E - ١٩٣١ .

ب) اذا عرف قانون التحولات الطيفية $L_\lambda^* = f(\lambda)$ للمعان الطاقي لضوء معين فمركباته الثلاث، الثلاثية الالوان ، تحسب بموجب مبادىء القياس اللوني (فقرة ٦–٢) بواسطة العلاقات :

$$X = \int_v L_\lambda^* \bar{X}_\lambda \, d\lambda \qquad Y = \int L_\lambda^* \bar{Y}_\lambda \, d\lambda \qquad Z = \int_v L_\lambda^* \bar{Z}_\lambda \, d\lambda \qquad [١٣،٦]$$

علماً بأن هذه التكاملات ممتدة على الطيف المرئي كله ، ويمكن أن تستنتج منها الاحداثيات x, y, z بواسطة العلاقات [١٢،٦] .

ج) ثمة اجهزة مكاملة تسمح ، اذا ما شاركت مقياس طيف ضوئي ، بالحصول آلياً على المركبات X, Y, Z لضوء مفروض . واذا لم يلجأ اليها ولم يستعمل مكامل آلي فيستبدل بتكاملات الصيغ [١٣،٦] مجاميع جداءات مثل $L_\lambda^* \bar{X}_\lambda$ عائدة لفواصل $d\lambda$ كلها متساوية .

تتجنب عمليات الضرب بطريقة اطوال الموجة المختارة [١] التي ترتكز على تقسيم الطيف الى فواصل عرضها $d\lambda$ غير مساوٍ ومختارة بحيث ان جميع الجداءات $\overline{X}_\lambda d\lambda$ وكل الجداءات $\overline{Y}_\lambda d\lambda$ او $\overline{Z}_\lambda d\lambda$ تكون لها نفس القيمة K . فا علينا حينئذ إلا اجراء المجموع:

$$X = K\sum_1 L\lambda^* \quad Y = K\sum_2 L\lambda^* \quad Z = K\sum_3 L\lambda^* \qquad [٦،١٤]$$

من اجل قيم λ المقابلة لاواسط الفواصل السابقة [١] .

٦ ـ ١٣ . ــ مقاييس الالوان ذوات القراءة المباشرة :

من المعلوم انه توجد مقاييس ضوئية فيزيائية (الفقرة ٥) صالحة للاستعمال ، حتى في قياس الضوء المتغير اللون ، من اجل قياس الاستنارات وفق استجابة خلية كهرضوئية مجهزة بمرشحة ملائمة . وقد جرب تحقيق اجهزة مشابهة من اجل تقييم مباشر لـ X ، Y و Z: فثلا يحصل على X بمشاركة خلية ذات حساسية وحيدة اللون S_λ ومرشحة ذات عامل نفوذية τ_λ بحيث نحصل على :

$$\tau_\lambda S_\lambda = k\overline{X}_\lambda \qquad [٦،١٥]$$

حيث يكون لـ k ، من اجل جميع اطوال الموجة ، قيمة واحدة ينبغي ألا تتغير عندما ينتقل الى ترتيب مشابه يعطي Y أو Z . وتوجد مقاييس للالوان تعتمد هذا المبدأ [٢] فاستعمالها ملائم ، إلا انه من الصعب جداً ان توفى الشروط مثل [٦-١٥] وتؤمن المحافظة عليها خلال الزمن ، مع الدقة اللازمة في القياس اللوني.

٦ ـ ١٤ . ــ مخططات القياسات اللونية :

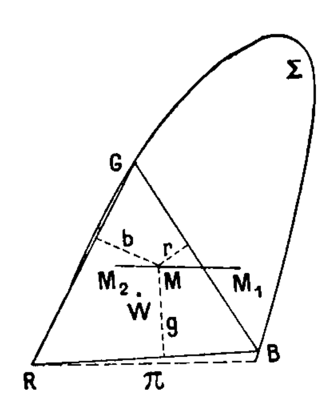
أ) باستخدام الاحداثيات الثلاثية الالوان ، يمكن تمثيل اللونية لأي ضوء

---

(١) يعثر على جدول لطوال الموجات المختارة ، الملائمة لهذا الحساب ، مثلا في بلوتيو Blottiau ، ص ٢٤٤ .

(٢) تستعمل خاصة لدراسة الاجسام الملونة (راجع الفقرة ٦-١٧).

كان بنقطة (ولتكن M) موضوعة بشكل مـــلائم بالنسبة لمثلث متساوي الاضلاع (يدعى **مثلث الالوان**)، وببساطة أكثر، بالنسبة لمحورين متعامدين .



الشكل ٦ - ١٦ . مثلث الالوان ، رؤسه R,G,B . محل الطيف = Σ مستقيم الارحوانيات النقية = π

في الحـــالة الاولى r, g, b (أو ايضاً x, y, z) هي أبعاد النقطة الممثلة عن الاضلاع الثلاثة للمثلث ، الذي يعتبر ارتفاعه واحدة القياس . وتحسب الابعـاد موجبة عندما تكون M داخل المثلث . فمثلاً من أجل النقطة M_1 من الشكل ٦ - ١٦ تكون r سالبة و g و b موجبتين. أما اذا استعملت المحاور المتعامدة ، فان اثنين من الاعداد r, g, b (أو x, y, z) ، مجموعهما 1 ، هما فاصلة وترتيب النقطة M. والتمثيل بـ x, y (الشكلان ٦ - ١٧ و ٦ - ١٨) هو الاكثر استعمالاً .

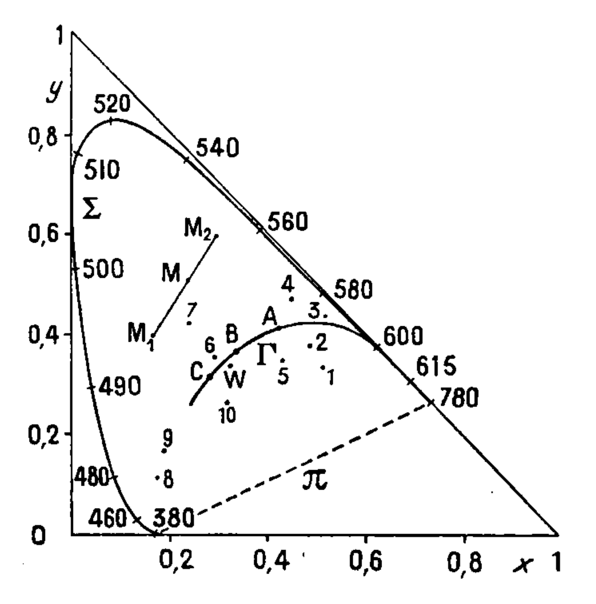
ب) ان النتائج التالية تنجم عن مباديء القياس اللوني وعن اختيــار جمل المقارنة .

عندما يعادل ضوء ، ممثل بنقطة M فوق احد الرسوم البيـانية ، مزيج ضوئين ممثلين بالنقطتين M_1 و M_2 ، فإن النقطة M تكون واقعة على المستقيم M_1M_2 بين M_1 و M_2 . ويمكن تحديد موضعها بقاعدة مشابهة لقاعدة تركيب القوى المتوازية في الميكانيك (١ ، ٤ - ٧) : في X, Y, Z مثلاً يكون :

$$\frac{\overline{M_1M_2}}{X+Y+Z}=\frac{\overline{M_2M}}{X_1+Y_1+Z_1}=\frac{\overline{MM_1}}{X_2+Y_2+Z_2} \quad [٦،١٦]$$

يمثل الضوء W ذو طيف تساوي الطاقة بمركز ثقل مثلث الالوان (النقطة التي احداثياها 1/3 و 1/3 في مخطط ذي محاور متعامدة) .

وتقع النقـاط الممثلة لمختلف الاضواء الوحيدة اللون على منحن يدعى **محل الطيف** يمثل في Σ (مع دلالة لأطوال الموجة المقابلة لعدد معين من نقـاطه) على الشكل ٦ – ١٧ . وتنحصر كافة الالوان الحقيقية في منطقة الرسم البيـاني



الشكل ٦ – ١٧ . رسم بياني لقياس الالوان بالاحداثيين x, y .
محل الطيف = Σ ، π = مستقيم الارجوانيات النقية .
١ ، ٢ ، ٣ ، ... ، ١٠ : النقاط الممثلة لالوان اللوحة ٦ – ٢

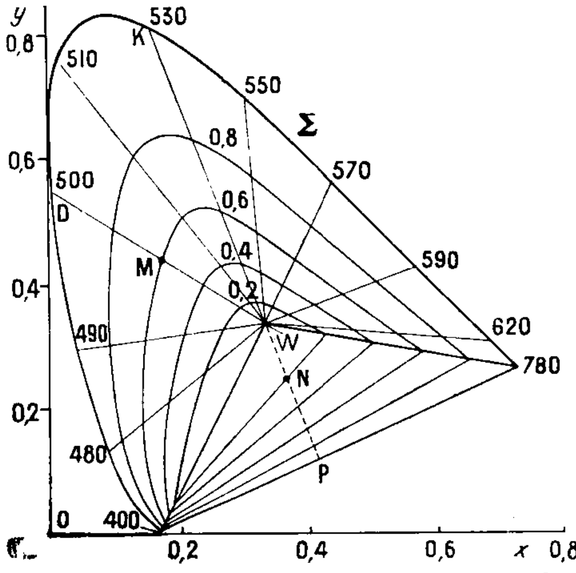
الذي يحدده محل الطيف والمستقيم π (محل الارجوانيات النقية) الذي يصل طرفيه .

بصورة خاصة، أشير على الشكل نفسه المحل Γ للنقاط الممثلة لأضواء صادرة من أجسام سوداء في درجات مختلفة من الحرارة . والنقاط A و B و C ، الممثلة لثلاثة اضواء بيضاء اصطلاحية ، والمعرفة في الفقرة ٦ – ٥ ، توجد فوق Γ .

ج) وفقاً لما سبق ، فالنقـاط الممثلة للونين متكاملين بالنسبة لضوء ابيض مفروض ، مثل W ، هي على خط مستقيم مع W ، وعلى جانبي هذه النقطة .

٦ ـ ١٥ . ـــ المرور من X و Y الى λ_d و p (او بالعكس) :

اذا لاقى نصف مستقيم WM (الشكل ٦ – ١٨) (في ما بعد M) محل



الشكل ٦ – ١٨ . مستقيات تساوي طول الموجة السائدة λ ومنحنيات تساوي نقاء اللونية p على رسم بياني احداثياه xy

الطيف في نقطة D ، فإن هذه النقطة تقـابل طول الموجة المسيطرة λ_d (الفقرة ٦ – ٦) للون M (ولكل الالوان الممثلة بالنقط الواقعة على WD بين W و D) .

ان النقاط N التي لا يلاقي معها نصف المستقيم WN محـل الطيف Σ تمثل الارجوانيات الباهتة تقريباً : فنصف المستقيم NW يقطع Σ في نقطة K المقابلة لطول الموجة المكملة λ_c للون N .

ب) يبرهن اعتباراً من العلاقة [١٥،٦] بأن عامل النقاوة p للون M يستنتج من القيمة y التي تقابلها ومن القيمة y_d التي تقابل النقطة D بالعلاقة :

$$p = \frac{y_d}{y} \cdot \frac{y - 1/3}{y_d - 1/3} \qquad [١٧،٦]$$

ويمكن استعمال علاقة مشابهة ، في حالة لون أرجواني :

$$p' = \frac{y_p}{y} \cdot \frac{y - 1/3}{y_p - 1/3} \qquad [١٨،٦]$$

باستعمال القيمة y_p المقابلة للنقطة P حيث WN يقطع المستقيم π (محل الالوان الارجوانية النقية) . وفي الحقيقة يمكن الحصول على لمعان L ذي لون N بتزيج مناسب للمعان L_w لضوء W وللمعان L_p لضوء P ، وتقابل العلاقة [١٨،٦] لعامل نقاوة محدد بالعلاقة :

$$p' = \frac{L_p}{L} = \frac{L - L_w}{L} \qquad [١٩،٦]$$

ملاحظة . — يستعمل بعض مقيسي الالوان ، ترجيحاً على p ، المقدار :

$$\sigma = \frac{y - 1/3}{y_d - 1/3} = \frac{\overline{WM}}{\overline{WD}} \qquad [٢٠،٦]$$

او :

$$\frac{y - 1/3}{y_p - 1/3} = \frac{\overline{WN}}{\overline{WP}}$$

الذي يدعى نقاوة الاثارة ، وحسابها ابسط ولكن مدلولها الفيزيائي أقل وضوحاً من مدلول نقاوة القياس اللوني p أو p' .

ج) يمثل الشكل ٦ — ١٨ على رسم بياني xy منحنيات مختلفة لتساوي النقاوة p او p' . ولنتذكر بأن منحنيات تساوي طول الموجة المسيطرة هي مستقيمات تمر من W . ومخطط كهذا يسمح بطريقة التوسط ، بتعيين سريع للعوامل λ_d (أو λ_c) و p للون ما ، بمعرفة احداثياته x و y (أو بالعكس) .

بما أن x و y هما محسوبان اعتباراً من معطيات قياسات طيفية ضوئية ، كما لوحظ في الفقرة (٦ – ١٢) فكذلك من الممكن تعيين طول الموجة المسيطرة وعامل النقاوة لضوء ما ، اعتباراً من قيم اللمعان الطاقية الوحيدة اللون . وليس العكس صحيحاً ، لان أضواءاً ذات تراكيب طيفية مختلفة يمكن ملاحظتهـــا وكأن لها نفس اللون .

ب ـــ لون الأجسام

٦ ـ ١٦ . — الاجسام البيضاء والرمادية والسوداء والملونة

أ) ينطبق ما ذكر عن لون الاضواء المختلفة على لون المنابع التي تصدرها غير أنه عندما لا يكون الجسم مضيئاً من تلقاء نفسه فإن لونه يتوقف على الضوء الذي يُنوّر به . ويفترض أن هذا الاخير أبيض مالم يُشر الى خلاف ذلك ، كما يجب ايضاً تعيين أي ضوء أبيض هو المقصود (الفقرة ٦ – ٥) : ويقبل القائمون بقياس الالوان غالباً أن المقصود هو إما ضوء المعيار C وإما الضوء الخاص بالمعيار B .

–٥– تقارن المظاهر الملونة لأجسام مختلفة مضاءة بمصباح فحمي متوهج ، ومصباح التنغستين ، ومصباح فلورة ، يعطي على وجه التقريب ضوء النهار . فتغيرات المظهر تبدو واضحة ، خاصة بالنسبة لبعض الألوان الصفراء ، وبعض الالوان الزرقاء وعدد من الارجوانيات .

ب) يقـال عن جسم شفاف إنه **عديم اللون** عندما يُنفذ (أو يوّصل) بالتساوي جميع الشعاعات المرئية التي يتلقاها . ويقـال عن جسم ناثر للضوء إنه **ابيض تماماً** عندما ينثر بالتساوي وفي كل الاتجاهات ، ودون امتصاص ، جميع الشعاعات المرئية التي يتلقاها . وتـكاد المانيزا MgO الناتجة عن احتراق المغنزيوم

النقي جداً أن تفي بهذه الشروط على الوجه الاكمل . ويكون جسم ما **اسود تماماً** عندما يمتص كاملاً جميع الاشعاعات التي يتلقاها . ويحقق الهباب هذا الشرط تقريباً من أجل اشعاعات الطيف المرئي .

والاجسام **الرمادية تماماً او المحايدة** هي التي تنثر أو تنفذ بالتساوي وجزئياً الاشعات المرئية المختلفة التي تتلقاها . غير أن بعض أجسامٍ معينة يمكنها ، دون ان تفي تماماً بالتعريف الوارد اعلاه ، أن تعطي العين (في إضاءة معينة)انطباعاً بالرمادي الظاهر (شخصي) .

كل جسم لا يكون أبيض أو رمادياً أو أسود يدعى **ملوناً** . واذا لم يكن ملوناً الا بشكل ضعيف أمكن أن يدعى أبيض (أو رمادياً أو أسود) محمراً ، أو مصفراً ، الخ .

ملاحظة . – يأخذ اسم « اللون » في اللغة الدارجة غالباً معنى أقل حصراً من الصفة « ملون » ، فيعتبر الابيض والاسود والرمادي إذن « كألوان » .

ج) ينجم لون بعض الاجسام عن ضوء تنفذه او تعكسه بامتصاصها اياه جزئياً ، وضوء تصدره ، في الوقت نفسه ، مثلاً بالفلورة بفعل بعض اشعاعات واردة معينة . وهكذا تزيد منتجات متنوعة للغسيل ، بمجرد تثبيتها على البياضات ، نسبة الضوء الازرق الذي تنثره ، عندما تنار بضوء أبيض يحتوي على ما فوق البنفسجي . وسوف نقتصر على قياس لون الاجسام المنارة غير المضيئة من تلقاء نفسها أو بالفلورة .

٦ ـ ١٧ . — تعيين لون جسم ما :

أ) عندما يتلقى جسم ما ضوءاً من نوعية معينة فإن لمعانه يتناسب مع استنارته . فالميزة الضوئية التي تترجم عادة بالصفتين **فاتح** أو **غامق** وباسم

الضياء ينبغي أن يعبر عنها لا باللمعان L وإنما وفق ما يكون الضوء منفذاً او منعكساً **بعامل النفوذ** τ أو **بعامل الانعكاس** ρ (الفقرة : ٥-١١) للجسم، أو اذا كان نائراً بعامل **اللمعان** β (الفقرة : ٥ - ١٢) .

ب) يمكن إكمال المعطيات السابقة بتعيين الصبغة والاشباع ، أو للحصول على دقة اكثر، بتعيين طول الموجة المسيطرة λ_d (أو طول الموجة المكملة λ_c) وعامل نقاوة الضوء p .

وبالاضافة الى تعليمات اللجنة الدولية للاضاءة (C. I. E) فإن الجمعية الفرنسية للتوحيد القياسي أوصت لتوحيد التعبير (الامر الذي كان مرغوباً فيه جداً) باستعمال الصفات المشار اليها فيما يلي : اذا كان لون جسم ما في الوقت نفسه فاتحاً ومشبعاً قيل أنه **فاقع**، واذا كان فاتحاً وكالحاً قيل إنه **باهت** (قريب من الابيض) واذا كان داكناً ومشبعاً قيل إنه **قاتم** ، وإذا كان داكناً وكالحاً قيل إنه **مطفأ** (قريب من الاسود) .

وسيلاحظ أنه توجدصفات معينة للاجسام الملونة لا تتوافر للأضواء الملونة: فيسمى مثلاً الأحمر المطفأ جداً كستنائياً ، والارجواني الشاحب وردياً أو ليلكياً ، الخ ...

ـ٥ـ نهيأ شاشتان حمراوان نائرتان للضوء ، احداهما أفتح بكثير من الاخرى: فيمكن إعطاء هـذه الاخيرة نفس المظهر الذي للأولى بإنارتها اكثر ؛ ولكن كي يحكم الملاحظ أن اللونين المرئيين متماثلان يجب ألا يستطيع ادراك فرق الإضاءتين .

يعطي الجدول ٦-٢ قيم λ_d (أو λ_c) و σ و β من أجل عدد معين من الاصبغة المستعملة في التصوير الزيتي والمفروضة أنها منورة بضوء المعيار C . ويبين الشكل ٦-١٩ منحنياتها لعوامل اللمعان الطيفية .

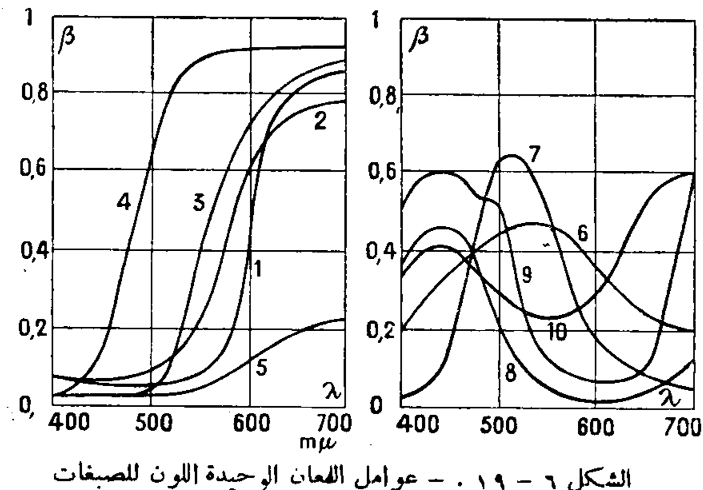
الجدول ٦-٢

المميزات اللونية لبعض الاصبغة

(حسب ن.ف. بارتز)

المنحني رقم	الصبغة	λ_d (m μ)	σ (%)	β (%)
١	الزنجفر HgS	608	60	22
٢	رهج الغار $As_2 S_2$	593	63	32
٣	برتقالي الكادميوم CdS	587	87	42
٤	صفرة التوتياء $Zn Cr O_4$	576	80	83
٥	تراب سيين المحروق	598	40	8
٦	خضرة الدهنج	515	7	42
٧	خضرة الزمرد	512	23	39
٨	زرقة اللازورد	468	75	8
٩	زرقة الكوبالت	475	66	17
١٠	بنفسجية المنغنيز(ارجواني)	λ_c= 554	22	27

(النقاط الممثلة لهذه الالوان اشير اليها على الشكل ٦-١٧)



الشكل ٦ - ١٩ . - عوامل اللمعان الوحيدة اللون للصبغات

المشار اليها على اللوحة ٦ - ٢

إذا قورن مثلا رهج الغـار بتراب سين المحروق ، اللذان طولا الموجة المسيطرة لهما متقاربان ، تبين ان الثاني مطفأ اكثر بكثير من الاول .

ج) كما سبق ان قيل في أ ، لا تقاس λ_d (أو λ_c) أو p مبـاشرة بل يُمر بوساطة الاحداثيات الثلاثية الالوان . وتستعمل على العموم x و y (ومنه z) التي تحسب بدءاً من قياسات تجري بمقياس اللون أو بمقياس الطيف الضوئي .

وفي هذه الحالة الاخيرة يكون لدينا ، بتسمية $L\lambda^*$ اللمعان الطاقي الوحيد اللون للمنبـع المضيء (الثابت اذا كان المقصود هو « الضوء W ») و τ_λ عامل النفوذ الوحيداللون للجسم المدروس بفرض انه ملاحظ بالشفوف :

$$\left.\begin{aligned} X &= \int_v \tau\lambda\, L\lambda^*\, \overline{X}\lambda\, d\lambda \\ Y &= \int_v \tau\lambda\, L\lambda^*\, \overline{Y}\lambda\, d\lambda \\ Z &= \int_v \tau\lambda\, L\lambda^*\, \overline{Z}\lambda\, d\lambda \end{aligned}\right\} \qquad [٦ ، ٢١]$$

حيث تشمل هذه التكاملات جميع الطيف المرئي .

د) يمكن ، وفقاً لما سبق ، أن تجرى دراسة لون جسم ما ، منار بضوء معين ، إما بواسطة مقياس طيف ضوئي ، وإما بواسطة مقياس ثلاثي الالوان ابصاري ، أو بواسطة مقياس للون ذي ثلاثة مستقبلات فيزيائية . والطريقة الاولى شاقة غير أنها الوحيدة التي تقـدم معلومات عن الاضواء المنيرة وعن الاجسام المنارة تسمح بفحص جميع تركيباتها : وبعبارة أخرى تسمح بالتكهن بتغير لون جسم عندما يتغير الضوء الذي ينيره ، بشكل معلوم (وذلك غالبـاً مفيد جداً) .

ومقاييس اللون المماثلة لمقياس دونالدسون Donaldson (الفقرة ٦ـ٨ـ ٢) تتضمن بشكل عام حاجزاً أبيض ، يستقبل الاضواء المطلوب دراستها وينثرها باتجـاه الملاحظ : واذا استبدل بهذه الشاشة الجسم (المفروض أنه ناثر للضوء)

الذي يجري عليه القياس والمنار بضوء المعيار C مثلاً ، أمكن قياس المركبات الآلية للونه .

واخيراً عندما تستعمل تركيبات المرشحات والخلايا الملحوظة في الفقرة ٦ – ١٣ ، فليس من الضروري ان يكون المنبع S الذي جهزت به الالة تماماً التركيب الطيفي المعين للاضاءة المصطلح عليها للاجسام المدروسة ، شريطة ان يكون الفرق المقابل من اجل طول كل موجة مصححاً باختيار ملائم للنفوذ الطيفي t_λ للمرشحات .

فالشرط [٦، ٥ ، ١] مثلاً يستبدل به حينئذ :

$$t_\lambda \, l_\lambda^* \, S_\lambda = k L_\lambda^* \, \overline{X}_\lambda$$

حيث l_λ^* هو اللمعان الطاقي الوحيد اللون لـ S .

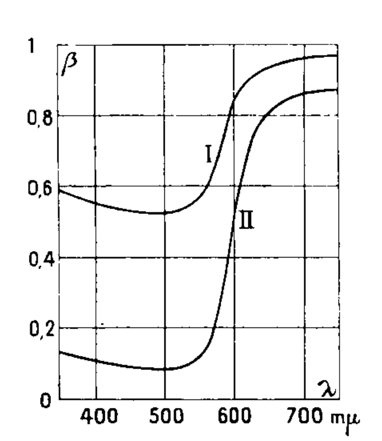
٦ ـ ١٨ . ـــ تأثير تركيز المواد الملونة ، أو البنية الفيزيائية للجسم الملون :

أ) عندما تنضد عدة صفائح شفافة ، ملونة ومتماثلة ، فإن لون المجموعة يكون اكثر انطفاءً ، والنقاوة اكبر مما هي عليه من أجل صفيحة واحدة . اضف الى ذلك أن الصبغة تتغير بصورة عامة نظراً لتغير النسب المتعلقة بمختلف المركبات الوحيدة اللون. فمثلاً اذا كان منحني التوصيل الطيفي لصفيحة أرجوانية هو المبين بـ I في الشكل ٦ – ٢٠ فان المنحني II لأربع صفائح متماثلة ومنضدة يُحصل عليه بأخذ القوى الرابعة لتراتيب I كتراتيب ، الأمر الذي ينتج عنه في الحالة المفروضة انتقال الموجة المسيطرة نحو الاحمر[1] .

– ٥ – يلاحظ هـذا التأثير بسهولة بمساعدة صفائح منضدة مقصوصة من ورق الجلاتين الملون .

(١) مثل هذه الظاهرة يدعى « تلوانية » ويجب تمييزها عن المفهوم الوارد في الفقرة ١١ – ٩ .

وتوضّح بنفس الطريقة التغيرات في ألوان محلول مركز تقريبـــاً ، وتغيرات لون الاقمشة المصبوغة بواسطة هذه المحاليل ، الخ .



الشكل ٦ـ٢٠

مثالان للتوصيل الطيفي لمرشحتين ارجوانيتين :

I ، صفيحة واحدة ،

II ، اربع صفائح منضددة .

ـ ٥ ـ المحـــاليل القـلوية لأزرق البروموفينول (ملون يستعمل في قياس الحمض) هي زرقاء عندمـا تكون الطبقة رقيقة ، وحمراء عندمـا تكون الطبقة سميكة .

ب) إن اللون المرئي ، عندمـا يُنظر في ضوء أبيض الى جسم بالانعكاس المنتثر ، ينتج كما هو الحال في التوصيل المنتظم ، من أن الضوء الوارد يصل الى عين الناظر بعد اجتيازه سمكاً معيناً من المادة الملونة . ولكن جزءاً من هـذا الضوء استطاع أن ينعكس دون تغير محسوس عند السطح نفسه للجسم المفحوص ، وهذا الجزء يزداد مع عدد السطوح العاكسة التي يصادفها .

ـ ٥ ـ لذلك عندما تسحق بلورة من كبريتات النحاس فإن لونها الذي كان أزرق مشبعاً نسبياً يصبح باهتاً . فإذا بلّل هذا المسحوق بسائل كالاستون الذي لا ينحل فيه ، وإنما قرينة انكساره قريبة من قرينتيه ، فإن هذا يُنقص كثيراً من جزء الضوء المنعكس ، وبالتالي فإن اللون يعود مشبعاً .

ـ ٥ ـ اذا طبق نفس الملوّن على قمـاش من الساتان أو من المخمل ، في شروط يثبت معها فيهما بتركيزات متماثلة ، فإن الاشباع يكون اكثر وضوحاً في الحالة

الثانية (حيث ثمة جزء مهم من الضوء الذي يبلغ العين يكون قد اجتاز طولاً من الخيوط اكبر كثيراً) منه في الحالة الاولى .

ان تأثير برنقة (تلميع) اللوحات الزيتية يفسر بطريقة مماثلة : فنظراً لأن قرينة انكسار المادة المبرنقة (الملمعة) قريبة من قرينة الدهان الزيتي ، ولأن سطحها اكثر نعومة ، فإن الالوان تصبح أكثر اشباعاً (ما خلا في حالة منحى الانعكاس النظامي) .

ج) في ضوء ما سبق ، يطرح تطبيق المواد الملونة مشاكل مختلفة جداً ، حتى وإن لم تتدخل أية تحولات كيميائية لتغيير الالوان . وقياس هذه الالوان من جهة أخرى ، عندما يتعلق الامر (كما هو الحال دوماً تقريباً) باجسام ليست كامدة على الوجه الاكمل ، يجب أن يأخذ بعين الاعتبار توجيه الضوء الوارد أو الموجه أو المنتثر ، ومنحى الملاحظة . ومن المتفق عليه غالباً اعتماد زاوية قدرها ٤٥° للأجسام الناثرة ومراقبة ناظمية . أما الاجسام « اللامعة » التي ينعكس عليها جزء مهم من الضوء الوارد ويعاني انعكاساً منتظماً تقريباً فتحتاج الى دراسة خاصة .

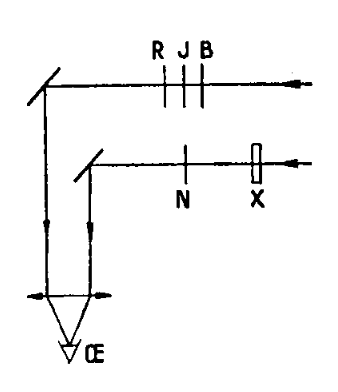
٦ - ١٩ . — مزائج المواد الملونة . مقياس اللون لوفيبوند (Lovibond)

أ) اذا نضدت مرشحتان ملونتان (يمكن أن تكونا من لونين مختلفين) فالاولى توقف قسماً من الضوء الوارد والثانية جزءاً مما تبقى : فمن أجل كل طول موجة λ ، يكون عامل النفوذ الاجمالي τ_λ جداء عاملي النفوذ $\tau_{1\lambda}$ و $\tau_{2\lambda}$ المرشحتين .

وهذا أيضاً ما يجري من اجل مزيج من محلولين ملونين (لا يؤثر أحدهما كيميائياً في الآخر) أو حتى من أجل مزيج من مسحوقين أو من صبغتين

ملونتين ، بحيث لا يرتد الضوء الى العين إلا بعد امتصاصه جزئيـاً من كلتي الصبغتين .

ويقال أحياناً ان مثل هذا المزيج **طرحي** للتعبير عن واقع أن احدى المرشحتين تحذف من الضوء الوارد جزءاً من شعاعاته المكوّنه ، والثانية تحذف منه جزءاً آخر . وفي حين أنه ، عند المزيج **الجمعي** لعـدة اضواء ملونة تنضم المركبات اللونية ، فإن الامر لا يكون كذلك في حالة مزائج المواد الملوّنة . وكي لا نذكر غير مثال واحد ، نجد أنه اذا نورت الصبغات الصفراء بالضوء الابيض فإنها ترد نحو العين في آن واحد الاصفر والاخضر (ممتصة الازرق) وأن الصبغات الزرقاء ترد في الوقت نفسه الازرق والاخضر (بامتصاص للأصفر) ومنه التلون الاخضر لمزائج الصبغـات الصفراء والزرقاء (في حين ان مزيـج الاضواء المكملة ، الصفراء والزرقاء يصبح ابيض .



الشكل ٦-٢١ . - مخططمقياس اللون للوفيبوند المستعمل (مثلا) لتمييز لون X بالنفوذ . R و J وB و N : مرشحات على التـوالي حمراء وصفراء وزرقاء ومحايدة ، فاتحة تقريبا .

ــ٥ــ ثلاثة اوراق مـلونة من الجيلاتين ، A و B و C ، ومنورةبضوء أبيض،تسمح، على التوالي ، بمرور الشعاعات الآتية : حمراء وزرقاء عبر A ، وشعاعات صفراء وخضراء وزرقاء عـبر B ، وشعاعات خضراء فقط عبر C ، على فرض A من لون أحمر ارجواني ،و B و C كلتاهمـــا خضراء . فإذا ما نضدت A و B كان الضوء النافذ ازرق ، وإذا ما نضدت A و C بدت المجموعة سوداء .

كذلك ، عندما يبدو أن لصبغتين لونين متجاورين ، ولو أن لهـما منحنيي

انتقال طيفي مختلفين فان مزيجيها الخاصين مع صبغة ثالثة قد يكون لهما لونان مختلفان جداً .

ب) إذا توفرت مجموعة مناسبة من مرشحـــات ملونة ، فمن الممكن ، باختيارها وتنضيدها اثنتين فاثنتين، وثلاثة فثلاثة ، الخ... تحقيق عدد كبير من الالوان ، يتسم كل منها بمجموعة أرقام خاصة للمرشحات المستعملة : وهذا مـا يمكن عمله مثلاً بمساعدة مقياس اللون للوفيبوند (الشكل ٦ – ٢١) . ولهـذه الطريقة خاصية أساسياً تجريبية ؛ ولكن بُذل الجهد حديثاً لوصل دلالات اجهزة لوفيبوند بالجملة Z, Y, X .

٦ ـ ٢٠ ــ استعمال المعايير اللونية . جداول منسل Munsell .

أ) اذا كان بحوزتنا عدد كبير الى حد ما من النماذج الملونة ، فيجب دوماً أن نتمكن من ان نجد بينها واحداً ، يكون لونه ، من أجل ضوء منير محـدد تماماً ، اللون الذي يطلب تعيينه (أو عند الاقتضاء ، ايجاد لونين « يأطران » ـ يحيطان ـ عن قرب بهـذا اللون) . فقياس اللون يؤول حينئذ الى مقارنة مباشرة بين الالوان الشواهد التي ندعوها بالمعايير وبين الالوان المجهولة .

واحدى فوائد هـذه الطريقة هي امكانية استعمال مجموعات من المعيارات فوق زجاجات ، وأوراق وأنسجة ملونة ، أو أيضاً على أجسام مغطاة بطـلاء كثيف ، بصورة يُتخلص معها في كثير من الحالات من تأثير الحامل .

ولكن الملونات التي تعطي ضمانات استقرار كافية ، خلال فترة معقولة من الزمن ليست كثيرة العدد . علاوة على ذلك فانه لا يمكن مادياً تحقيق معيارات للألوان ، في آن واحد نقية جداً ومشبعة جداً ، لاغلب الصبغات .

ب) كما ذكرنا في الفقرة ٦ – ١ ، يوجد عدد كاف من الجداول او الاطالس للنماذج الملونة ، واكثرها استعمالا ، خاصة في الولايات المتحدة ، هو جدل منسل Munsell ،حيث

صنفت فيه الالوان على الوجه الافضل ، وفق صبغتها واشباعها وضيائها . وإن تطابق الدلائل التي تكشفها مع اطوال الموجة المسيطرة وعوامل النقاء (او مع الاحداثيين xy) ومع عوامل اللمعان ، كانت موضع دراسات عميقة .

ج ـ اعادة انتاج الألوان

٦ - ٢١ — ملاحظات تمهيدية :

أ) ان تجهيز الالوان لمختلف الاجسام ، التي يفرض أنها تتلقى إنارة واحدة قضية سهلة نسبياً ، والتسامحات العائدة لها ستؤخذ بعين الاعتبار في الفقرة ٦ - ٢٥ . وبالعكس غالباً ما يكون متعذراً ، لنقص في المواد المناسبة ، أن يستعاد ثانية على لوحـــة او صورة ضوئية كامل اتساع اللمعانات واشباعات المنابع الاولية أو الثانوية التي تظهر في منظر او على الزخارف الزجاجية متعددة الالوان الخ . . .

وهذا يقودنا الى قبول تمثيل اصطلاحي في هذه الحالة ، حيث نسبة اللمعانات القصوى أدنى من لمعان الاجسام المعاد تكوينها ، وحيث بعض تغيرات الصبغات يوحي إما بأنوار حية بتقوية الالوان الصفراء والحمراء (ألوان «حارة») وإما باستنارة خفيفة بتدخل ألوان « باردة » (مزرقة ، مخضرة) . مثلا يقلد ضوء القمر كما لو كان أزرق خفيفاً في حين أن التركيب الطيفي لضوء القمر أغنى من تركيب الشمس بالشعاعات الحمراء .

ب) Le métamérisme أي تغير لون جسم مـا عندما يتغير الضوء الذي ينيره ، يتدخل كل مرة لا يكون فيها التوصيل الطيفي للمواد الملوّنة نفسه على الجسم وعلى مستعاداته (اي نسخه) . وهكذا يجب أحياناً في الصباغة المثابرة على « اعادة تناسق » الالوان تحت اضاءات مختلفة . ومن جهـــة أخرى يجب على

الاخصائيين في الاضاءة ان يختاروا ألوان الاضواء التي ينتجونها آخذين بعين الاعتبار المقاصد التي يهدفون اليها من ألوان الأضواء التي يحدثونها .

ويتّجه حالياً الى تأمين « مردود الألوان » يوافق الاستعمالات النظامية بأن تثبت من اجل الاضواء المنوّرة قيم عظمى وصغرى لنسب الطاقة في مختلف مناطق الطيف المرئي (المحدد مثلاً بأطوال الموجات ٣٨٠ ، ٤٢٠ ، ٤٤٠ ، ٤٦٠ ، ٥١٠ ، ٥٦٠ ، ٦١٠ ، ٦٦٠ ، ٧٠٠ mμ) .

وثمة عامل نفسي يتدخل غالباً في الامر ، ويجعلنا نأخذ بعين الاعتبار ، دون شعور ، طبيعة الضوء المنير في تقدير الالوان المنورة . والدراسة الصعبة لهذه التأثيرات لا تزال بعيدة عن الانجاز .

ج) سنشير باختصار في الفقرات التالية الى بعض التطبيقات العملية للقياسات اللونية دون الاصرار على بعضها الآخر (صباغ ، وضع اشارات ، الوان البيئة ، تناسق الالوان الخ ...) التي يمكن أيضاً أن تستهدف تطورات طويلة .

واحياناً يتدخل التركيب الجمعي للاضواء كما سنرى ذلك في انتاج الالوان ، ولكن يلجأ على الاغلب الى الطرق الطرحية .

٦ ـ ٢٢ . ـــ مِلونة (أو موشأة) الرسامين :

أ) ذلك هو مثال الرسم بالزيت ، التي ينطبق عليه ما ذكرناه عن مزائج الاصبغة . فهذه تتلاءم في معظمها ، مع الحصول على الالوان الخضراء بمزائج صبغات زرقاء وصفراء كما رأينا في الفقرة ٦ ــ ١٩ ، والحصول على البرتقالي بمزائج من الالوان الصفراء والحمراء ، والحصول على البنفسجي (أو بدقة اكثر، على الارجوانيات) بمزائج الصبغات الحمراء والزرقاء . لذلك تكون مِلونة

الرسام مجهزة ، على الاقل ، بألوان تسمى « الاولية [1]» ، وهي الازرق والاصفر والاحمر ، وينبغي أن يضاف اليها الابيض ، الذي يستحيل الحصول عليه بزبيج طرحي ، ويستعمل اضافة الى ذلك لازالة اشباع الالوان الاخرى . وتلزم ايضاً صبغة سوداء لتحقيق جميع الالوان الرمادية التي من الصعب الحصول عليها معتدلة تماماً بزائج صبغات ملونة .

اضافة الى ذلك ، بما أن هذه المزائج تعطي دوماً ألواناً مطفأة ، بسبب آلية التلوين بالامتصاص فإنه ترجح عليها غالباً صبغات طبيعية افتح لوناً كالزمرد الاخضر مثلاً او بنفسجي المنغنيز .

ملاحظة: عندما تنضد طبقات من الدهان، فالتأثير لا يكون كما لو مزجت الصبغات المقابلة لها : إذ يمكن فعلاً أن يكون التلوين ناجماً فقط (أو بخاصة) عن الطبقة المطبقة آخر الامر ، حيث يكون الضوء الوارد بكامله (او بالجزء الاكبر منه) ممتصاً أو منتثراً قبل ان يبلغ الطبقات التحتية .

ب) تقوم التقنية **التنقيطية** على تجاور بقع صغيرة ملونة ينظر اليها من بعد كبير بقدار كاف بحيث أن الاضواء الواردة من بقع متجاورة تتقارب على الشبكية وتمتزج فيها بالتالي جمعياً . وهكذا يحصل على ألوان اكثر ضياءً من المزائج الطرحية.

أما **الوسم المائي**، الناتج عن ايداع طبقات شفافة ملونة على حامل ناثر أبيض عامة ، فإنه يمكّن من الحصول على ألوان فاتحة ، دون الالوان المشبعة .

٦ - ٢٣ . — الالوان في الفنون الترسيمية (التخطيطية) :

أ) تقتضي طريقة الاستنساخ الترسيمية للمواضيع الملونة التي سنصفهـــا

---

(١) ينبغي تجنب الخلط مع الالوان الاساسية للتركيبات الجمعية .

استعمال ثلاث مرشحات مختارة وثلاثة انواع من الحبر الملون . والمرشحات الثلاث هي على التوالي : زرقاء ـ بنفسجية (توصل مبدئياً أطوال الموجة المرئية من m µ 495 ، وحدها فقط) ، وخضراء (من 495 الى m µ 590) وحمراء (ما بعد m µ 580) . فاذا ما وضعت أمام جسميه لاقطة للصور فإنها تسمح بالحصول على ثلاث سلبيات ، السوداء منها تقابل على التوالي الأضواء الزرقاء ـ البنفسجية والخضراء والحمراء الواردة من الموضوع .

أما ألوان الحبر فهي : الاول أصفر (الذي يوصل على أفضل وجه الأخضر والاحمر ويمتص الازرق) والثاني الارجواني (يسميه المهنيون magenta) ويمتص الاخضر ، والثالث الازرق المخضر (cyan) ويمتص الاحمر . وتطبع على حامل واحد ، كلّا بمفرده، اعتباراً من الرواسم الثلاثة المذكورة أعلاه : فصورة حمراء مثلاً، يحصل عليها بتنضيد التحبيرين الاصفر والارجواني اللذين تسمح بها الاجزاء النيرة من الروسمين الاولين (انظر الشكل ٦ ـ ١٢ ، اللوحة II) .

ب) لا توفر المرشحات وأنواع الحبر الشروط المثالية إلا بطريقة غير كاملة. وبالاضافة الى ذلك يستلزم الامر شبكة تحل محل الصبغات المسطحة بمجموعات نقاط تتفاوت كثرة وقلة ،تسمح بتحبيرات شديدة تقريباً ؛ وبما أن هذه النقاط لا تغطي بعضها بعضا تماماً،فإن تأثير تركيب جمعي، شبيه بذلك الذي يتدخل في الرسم التنقيطي (٦ ـ ٢٢ب) ينضم الى فعل التركيب الطرحي الذي وصفناه أعلاه.

ولتحسين النتائج يلجأ الى استعمال روسم رابع ، مع تحبير بالاسود ؛ وكذلك الى القيام ببعض التنقيحات التي تجرى باليد ، و« تغطية » بعض المناطق في العمليات التصويرية .

٦ ـ ٢٤ . ـــ التصوير والسينما والتلفزيون الملونة :

أ) إن طريقة ليبمان Lippmann للتصوير بالالوان ، المستندة الى تكوين

أمواج ضوئية مستقرة (الجزء ١٦٦٤ - ١٢) تستطيع أن تولد صوراً ممتازة ، إنما من الصعب جداً تنفيذها : ولذا لا تستعمل . وكذلك أهملت الطريقة (الجمعية) autochrome للوميير Lumière التي كانت الصور فيها تستوجب وجود حبيبات ملونة متجاورة ، زرقاء وخضراء ، وحمراء ، تشاهد بالمجهر ، ولكنها تظهر للعين المجردة ، حتى في حالة الاسقاط ، أخيلة مشابهة للوحة تنقيطية ؛ ووجود حبيبات سوداء عديدة (تحجب مثلا جميع الحبيبات الزرقاء والخضراء في حالة صورة حمراء) تجعل هذه الصورة معتمة جداً .

ب) تستعين التقنيات الحالية اما بفلم سالب ، بألوان مكملة لألوان الموضوع ، الذي يمكن اعتباراً منه الحصول على عدد ما من الصور الموجبة على الورق (أو على الغالب في حالة صور الهواة) على فلم انعكاسي يُحصل بوجبه على صور موجبة على نفس الفلم الذي استخدم في أخذ الصور .

تحتوي المستحلبات عدة طبقات مختلفة الحساسية ، لايتجاوز سمكها بضعة اجزاء من مائة من الميليمتر ، ففي طريقة كوداكروم Kodachrome مثلا تكون الطبقة السطحية (I) مستحلباً عاديا حساسا بالنسبة للازرق - البنفسجي ، والطبقة المتوسطة (II) حساسة بالنسبة للاخضر الذي تمتصه ، والطبقة الثالثة (III) حساسة بالنسبة للأحمر . ولما كانت الطبقتان II و III لا تزالان حساستين قليلاً بالنسبة الازرق والبنفسجي فانهما تفصلان عن الطبقة I بمرشحة صفراء .

بعد التأثير بالضوء ، يظهر الفلم اولا بمظهر عادي : يرجع الصور المشكلة في الطبقات الثلاث ، ومن ثم يعرض الفلم بوجهه الخلفي الى الضوء الاحمر ، فيتأثر بروم الفضة الذي بقي سليما في الطبقة III ، ثم يمر في مغطس يرجع ويصبغ بلون ازرق - مخضر حبيبات بروم الفضة المتأثرة حديثاً . ومن ثم يعرض بوجهه الامامي لضوء ازرق ويعالج بمغطس مرجع يصبغ بلون اصفر الحبيبات المتأثرة مجدداً من الطبقة I . ومن ثم ، يعرض على الضوء الابيض تتاثر الطبقة II التي تظهر وتصبغ بلون ارجواني . واخيراً تحل المرشحة الصفراء وكذلك الفضة المتبقية في الطبقات الثلاث . ويصبح الفلم حينئذٍ مغطى بثلاثة ملونات موزعة بحيث أنه اذا اضيء بنور ابيض ، اعاد بالشفوف ، بالتأثير الطرحي ، الالوان الاولية .

ج) ان الافلام التى وصفناها آنفاً تصلح لا للحصول على صور ثابتة فحسب ، بل وللسينا الملونة ايضاً. وفي هذه الحالة الاخيرة استعمل ايضاً التركيب الجمعي ، بالإسقاط المتزامن (أو المتتالي ذي الدورة القصيرة الكافية) على شاشة واحدة للصور الثلاث الموجبة المنضمة المرشحات المختارة نفسها التي استخدمت لأخذ الصور السلبية .

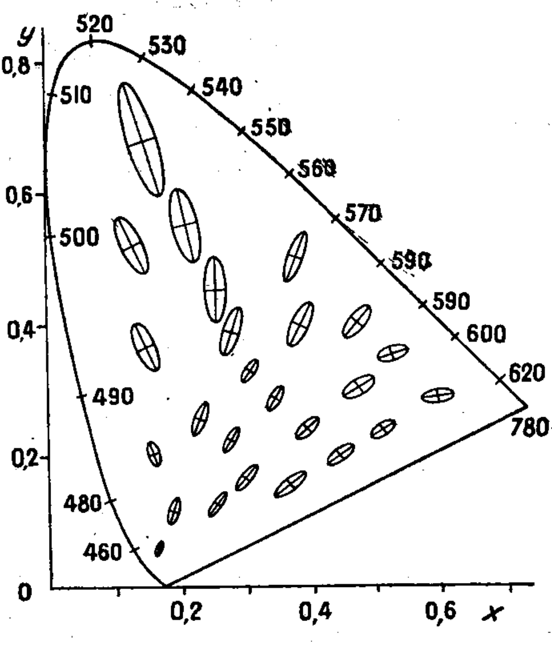
د) يمكن تأمين نقل اذاعات التلفزة الملونة بواسطة ثلاثة أجهزة لاخذالصور مزودة بثلاث مرشحات، حمراء وخضراء وزرقاء ، ومن ثلاث مستقبلات تؤمن صوراً من هذه الالوان ذاتها ، تنضد على حاجز واحد ، بفضل مجموعة بصرية مناسبة . وتستطيع الاذاعات المنقولة ان تكون غير متواقتة ،ولكن متتالية وعددها في الثانية ثلاثة امثال ما هو عليه في حالة النقل باللونين الاسود والابيض (وذلك الا لدى الاستعانة بحيل خاصة) أي ، أنه مرتفع جداً (الجزء ٥ ، الفقرة ١٠-٢١) : وهذا يطرح قضايا كهربائية لاسلكية عويصة .

ومن جهة أخرى يمكن أن لا يستعمل سوى مستقبل واحد (بدل الثلاثة) تهيّج طبقته المتلألئة خلال شبكة ذات ثقوب دقيقة جداً ، تفصل ثلاث مجموعات من العناصر المتجاورة التي تعطي الالوان الثلاثة الاساسية .

٦ ـ ٢٥ . ـــ التساحات في احداث الالوان ثانية :

أ) ما هي التساحات المقبولة في المواصفات والمراقبات ، في الحالات التي يكون فيها من المستطاع والمرغوب فيه تصوير الالوان بحيث لا يمكن تمييزها عن ألوان النموذج الاصلي ؟

يمثل الشكل ٦-٢٣ ، وفق تجارب ماك آدم Mac Adam ، نتائج قياسات حساسية العين لتحولات الإحداثيين x و y . فالقطوع الناقصية المرسومة فيه هي المحلات

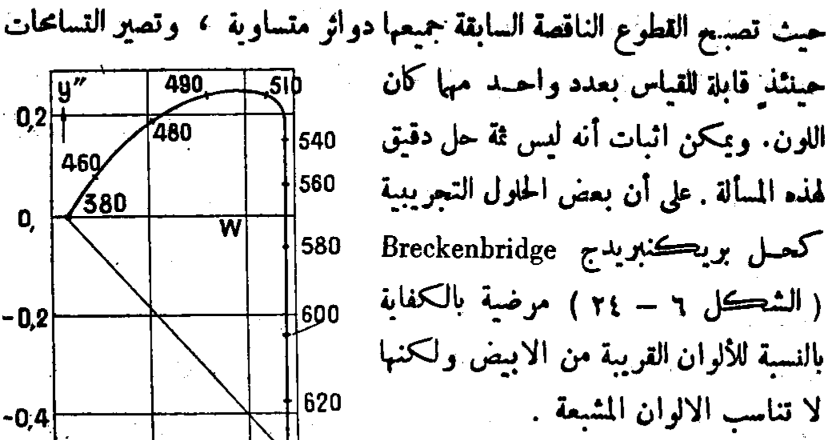


الشكل ٦ – ٢٣ . – القطوع الناقصة لـ ماك آدم

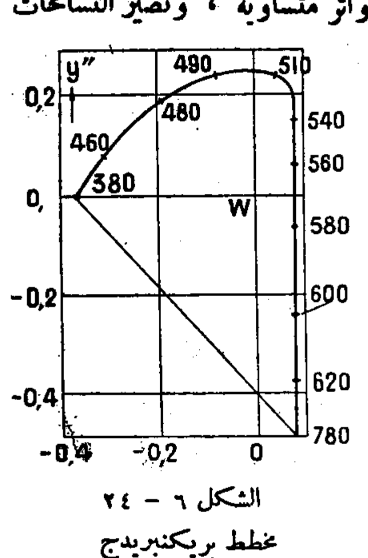
الهندسية للنقط الممثلة لألوان ، متساوية الابتعاد ، عن تلك الممثلة بمركز القطع الناقص حيث البعد المشار اليه هو (من اجل وضوح الرسم) عشرة أمثال البعد – النموذجي (الجذر التربيعي لمتوسط الابتعاد : راجع الجزء الاول الفقرة ٢–٧) المحدد وفق اعداد كافية من المساواة الظاهرية . واعتبار من ثلاثة امثال هذا الانحراف – النموذجي، تقريباً ، يكون ادراك الفروق مؤكداً تقريباً .

ب) في حالة التمثيل بـ x و y يلاحظ أن الابتعاد المحسوس به يبدو أكبر كثيراً للألوان الخضراء منه للألوان الزرقاء – البنفسجية . وقد سعي أيضاً الى تحويل الاحداثيات بحيث يُحصل على مخططات (تدعى **لونية منتظمة**[١])

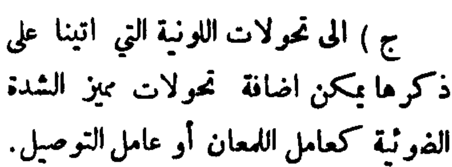
(١) المخططات التي تسمى في الولايات المتحدة U. C. S (أجل السلم اللوني الموحدة) .



حيث تصبح القطوع الناقصة السابقة جميعها دوائر متساوية ، وتصير التساحات حينئذٍ قابلة للقياس بعدد واحد مهما كان اللون. ويمكن اثبات أنه ليس ثمة حل دقيق لهذه المسألة . على أن بعض الحلول التجريبية كحل بريكنبريدج Breckenbridge (الشكل ٦ – ٢٤) مرضية بالكفاية بالنسبة للألوان القريبة من الابيض ولكنها لا تناسب الالوان المشبعة .



الشكل ٦ – ٢٤
مخطط بريكنبريدج



ج) الى تحولات اللونية التي اتينا على ذكرها يمكن اضافة تحولات تميز الشدة الضوئية كعامل اللمعان أو عامل التوصيل.

ويمكن عملياً ان يقصد تحقيق المطابقة مع الضوابط والمعايير بالمقارنة مع « شهود حدية » إما بمساعدة مقياس الضوء ومقياس اللون (الابصاريين او الفيزيائيين) وإما بواسطة مقياس شدة الضوء الطيفي . وتوجد بصورة خاصة مقاييس ضوء – طيفية مبسطة تسمى أحياناً **مقاييس طيف لونية** ، تتم فيها القياسات بصورة عامةبوساطة خلية كهرضوئية ، تشتمل على عصابات طيفية عريضة تعزل بواسطة مرشحات ملونة (الفقرة ٤ – ٢) . وتستطيع هذه الآلات تقديم خدمات لمقارنة الاجسام الملونة التي لها منحنيات طيفية توصيلية أو إنعكاسية متقاربة بقدر كاف (ولكن في هذه الحالة فقط) . ولا تزال حتى الآن حساسية المقارنات المباشرة ، لمراقب متمرن تتجاوز غالباً حساسية آلات القياس الفيزيائي .

٦ – ٢٦ . — الاشارات الملونة :

ان الاشارات على الطرق ، وعلى الخطوط الحديدية، وعلى البحار وفي الهواء

تستعين باضواء ملونة ، ترى غالباً كنقط ، مما ينقص من حساسية العين بالنسبة لفروق الصبغات ؛ وعلاوة على ذلك فإن هذه الاخيرة يمكن أن يعدّ لها الامتصاص الاصطفائي لجو ضبابي .

وإنا وإن كنا بعيدين هنا عن شروط إقامة صحة الجملة C.I.E ، فإن هذه الجملة استعملت لتثبيت حدود (واسعة بقدر كاف) للتسامحات المتعلقة بالالوان ، (التي هي نفسها قليلة العدد) والمعتمدة لهذه الاشارات وهي : الاحمر والاخضر والاصفر والازرق (في حالات شاذة) والابيض ، وان التمييز المرضي لهذه الصبغات هو ضروري لبعض المراقبين ، الامر الذي قد يؤدي الى تنحية الدالتونيين (المصابين بعمى الالوان) المرشحين لوظائف سائقين للقطر الحديدية .

٦ - ٢٧ . — قياس الالوان وعلم الالوان :

يسمى احياناً « علم الالوان » العلم الذي يشمل كل المظاهر الفيزيائية والفيزيولوجية والنفسية . ويجب الاعتراف بأن قياس الالوان الذي اشرنا الى مبادئه هو اصطلاحي في قسم كبير منه ، وأن ثمة الكثير من المشاكل بعد يجب تقصيها وخاصة المتعلقة منها بحدود صحة القواعد التي تسمح باعتبار الالوان كمقادير قابلة للقياس ، وتميز المراقب الذي يسمى بالمراقب النظامي المتوسط ، والتصحيحات التي يجب ادخالها على النتائج التي يحصل عليها مراقب معين .

ان قياس الالوان ، كما هو الآن ، وبالرغم من انه قابل لتحسينات هـامة لا شك فيها ، يؤدي خدمات خطيرة سواء في التحقيقات العملية أو في البحوث المتنوعة جداً (العلاقات بين البنية الكيميائية واللون ، نظريات الرؤية الملونة ، تقدير تأثيرات الالوان على التصرفات النفسية ، الخ .)

* * *

تمارين

٦ – أ . الاضواء الثلاثة الوحيدة اللون، الاساسية R ، G ، B ، المذكورة في الفقرة ٦ – ١٠ . عندما تضيء على انفراد لوحة نائرة بيضاء تعطيها لمعانات تتناسب مع الاعداد الآتية : $L_R = 1$ ، $L_G = 4{,}591$ ، $L_B = 0{,}060$. تحقق من أنه في الجملة X Y Z التي أقرتها اللجنة الدولية للانارة C. I. E تكون الاحداثيات الثلاثية الالوان xyz للضوء الناتج من تركيبها الجمعي هي احداثيات الابيض W.

٦ – ب . يوجد منبعان ضوئيان لهما بالترتيب كمركبات ثلاثية الالوان (محسوبة بواسطة نفس الوحدة) :

$$X = 20 \qquad Y = 60 \qquad Z = 20$$

و

$$X' = 20 \qquad Y' = 10 \qquad Z' = 20$$

١° . – احسب عواملها الثلاثية الالوان .

٢° . – بين ان لهذين المنبعين لونان متتامان بالنسبة الى الابيض W .

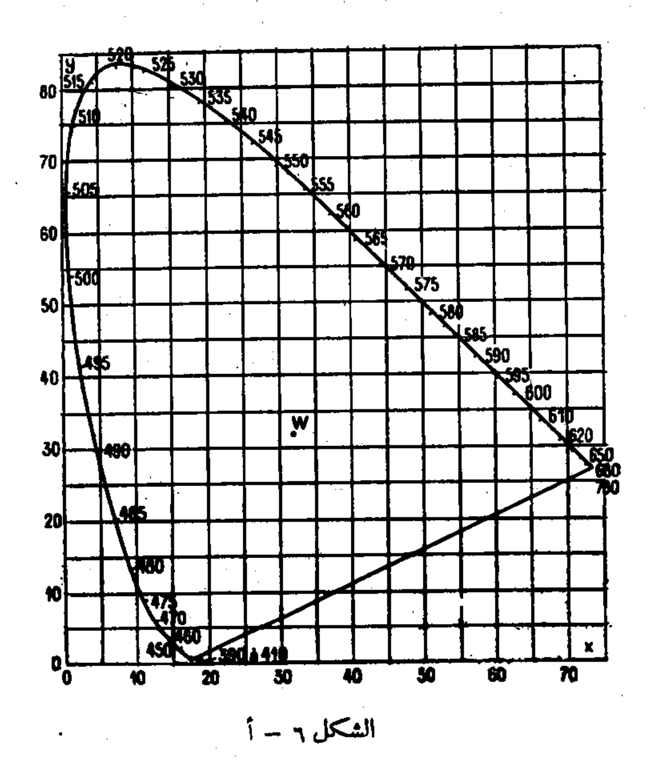
٣° . – كم ينبغي ان تكون النسبة d/d' لبعديها عن لوحة بيضاء ، ينيرانها بنفس الورود ، لكي تبدو هذه اللوحة بيضاء بالبياض W ؟

٦ – ج . باستخدام الجملة X Y Z للجنة الدولية للانارة والمخطط الوارد أدناه، عين بصورة تقريبية طول الموجة الغالبة λ_d وعامل النقاوة اللونية p لضوء له الاحداثيات الثلاثية الالوان الآتية : $x = 0{,}200$ و $y = 0{,}315$.

٦ – د . ينير ضوءان (١) و (٢) ، كل منها على حدته نفس اللوحة E البيضاء النائرة ، فيعطيانها اللمعانين L_1 و L_2 ، وهما يتميزان بالترتيب في الجملة

XYZ للجنة الدولية للاثارة بطولي الموجتين الغالبتين λ_1 و λ_2 وبعاملي النقاوة اللونية p_1 و p_2 ويقابل ذلك الاحداثيات الثلاثية الالوان الآتية $x_1 y_1$ و $x_2 y_2$.

ماهي الشروط التي ينبغي ان تحققها هذه الاقدار لكي تبدو اللوحة E باللون الابيض W عندما تتلقى في آن واحد الضوئين (١) و (٢) ؟



الشكل ٦ - أ

تطبيق : يعطى $L_1 = 10^3$ cd/m² ، $x_1 = 0,2000$ ، $y_1 = 0,3154$ ومن ذلك يمكن استنتاج λ_1 و p_1 (راجع المسألة ٦- ب) و $x_2 = 0,500$. أحسب y_2 و L_2 و λ_2 و p_2 .

٦ - هـ يوجد للوحة ناثرة ملونة عامل لمعان β من اجل أطوال موجات مختلفة λ . فاذا عرفت قيم عوامل التوزيع $\overline{X}_\lambda$ $\overline{Y}_\lambda$ و $\overline{Z}_\lambda$ ، فمين بقدر الامكان

اللون الذي تبدو به اللوحة للناظر النظامي (.C.I.E) عندما تضاء بضوء يعرف (بالقيم النسبية) لمعانه الطاقي الوحيد اللون L^* من أجل أطوال الموجات المفروضة .

القيم المعطاة :

λ (nm) =	٤٠٠	٤٥٠	٥٠٠	٥٥٠	٦٠٠	٦٥٠	٧٠٠
β =	٠٫١١	٠٫١٠	٠٫٠٩	٠٫١٢	٠٫٥١	٠٫٨١	٠٫٨٦
L^* =	١٤٫٧١	٣٣٫٠٩	٥٩٫٨٦	٩٢٫٩١	١٢٩٫٠٤	١٦٥٫٠٣	١٩٨٫٢٦
$\overline{X}_\lambda$ =	٠٫٠١٤٤	٠٫٣٣٦٢	٠٫٠٠٤٩	٠٫٤٣٣٥	١٫٠٦٢٠	٠٫٢٨٣٥	٠٫٠١١٣٥
$\overline{Y}_\lambda$ =	٠٫٠٠٠٤	٠٫٠٣٨٠	٠٫٣٢٣٠	٠٫٩٩٥٠	٠٫٦٣١٠	٠٫١٠٧٠	٠٠٫٠٤١
$\overline{Z}_\lambda$ =	٠٫٠٦٨٥	٥٫٩٩١٦١	١٫٤٦٥٣٧	٠٫٠٩٧٧٨	٠٫٠٥٠٠٢	٠	٠

• • •

الفصل السابع

القياسات الخاصة بحالة الاستقطاب

٧ ـ ١ . ــ حالات الاستقطاب المختلفة :

أ) لبعض الاضواء خواص تؤدي ، لأسباب أشير اليها في الجزء ٤ (الفقرة ٢ ــ ٩) ، الى تمثيلها في كل نقطة M من الشعاع المضيء (الشكل ٧ ــ ١) بمتجه $\vec{E}$ مبدؤه M وله المميزات التالية : هذا المتجه عرضاني (أي ناظمي على الشعاع) ، وله اتجاه ثابت ، وطوله تابع جيبي للزمن ، حيث التواتر ν هو تواتر الضوء المعتبر . تدعى هذه الاضواء **مستقطبة خطياً** ، ويسمى المستوي Π_v الذي يحوي الشعاع و الاتجاه E **مستوي الاهتزاز** [1] ويحصل على ضوء مستقطب خطياً بدءاً من أي ضوء كان ، بانعكاس زجاجي ضمن ورود ملائم ، يدعى **بالبروستري** (الجزء ٤ ، الفقرة ٢ ــ ٩ ، انظر ايضاً الفصل ٨ من هذا الجزء) أو أيضاً بالانكسار لدى دخول وسط مضاعف الانكسار (الجزء ٤ الفقرة ١١ ــ ٧) . وقد وصفنا سابقاً

E M π_v π_p

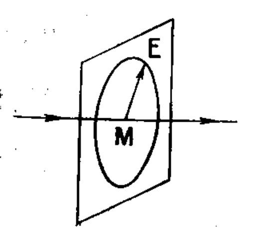
الشكل ٧ ــ ١ .
ضوء مستقطب استقطابا مستقيماً

---

(١) ينبغي تجنب الخلط ما بين مستوي الاهتزازة المعرف هكذا وبين مستوي الاستقطاب Π_p الذي هو اصطلاحا المستوي المار بالشعاع والناظم على المتجه $\vec{E}$ (الجزء ٤ الفقرة ٢ ــ ٩) .

المقطبات الاكثر استعمالاً (الجزء ٤ ، الفقرة ١١ - ٩) ، وسوف نعود في الفقرة ١١ - ١٠ إلى الصفائح المقطبة أو **أشباه المقطبات** .

ب) يمكن بصورة خاصة ، كما سنرى في الفقرة ٧ - ٣ ، تحقيق **أضواء اهليلجية** أي ممثلة (الشكل ٧-٢) بمتجه مستعرض $\vec{E}$ ، ترسم نهايته ، بسرعة زاوية ثابتة ، قطعاً ناقصاً ، يقع مركزه في النقطة M حيث يدرس الضوء ؛ ومسقطا هذا المتجه على محورين متعامدين واقعين في مستوي القطع الناقص هما أيضاً تابعان جيبيان للزمن ، وتواترهما ν ، وفرق طورهما ثابت . **والضوء الدائري** حالة خاصة من الضوء الاهليلجي .



الشكل ٧ - ٢ .
الضوء الاهليلجي

ان شروط انتاج الضوء المستقطب بدءاً من **الضوء الطبيعي**(غير المستقطب) وظواهر التداخل التي قد يتيح هذا الاخير لها الفرصة (الجزء الرابع ، الفقرة ١٤ - ٢) قادت الى اعتباره كضوء إهليلجي ، يختلف اتجاهه ونسبة محوريه بطريقة مشوشة بفواصل زمنية قصيرة جداً بالنسبة لتلك الضرورية للقياس . ان تناظر الدوران حول الشعاع ، الذي يبديه في الظاهر الضوء الطبيعي إحصائي فقط ، وصالح لمدد كبيرة بدرجة كافية بالنسبة إلى الدور .

والامران بالنتيجة سيان فيما اذا شبه الضوء الطبيعي بضوء مستقطب خطياً ، يختلف اتجاهه وطوره بكثرة بالغة (الجزء ٤ ، الفقرة ١٤ - ٢) او شبه ايضاً بمحصلة اهتزازين خطيين متعامدين ذوي أي اتجاهين كانا ، وتواتر واحد ν ، وسعتين متساويتين ، ولكن تغير الطور لهما يتحول بكثرة شديدة : تدعى هذه الاهتزازات « **غير المترابطة** » .

ج) تتناسب **شدة الضوء** I (الجزء ٤ ، الفقرة ٢ - ١٠) مع مربع سعة

المتجه الممثل له (الضوء المستقيم) ، أو مع مجموع مربعي سعتي مركبتين لهذا المتجه وفق محورين متعامدين (الحالة العامة). ويحدث غالباً ان يكون ضوء ما مستقطباً جزئياً بالانعكاس الزجاجي مثلاً بأي ورود كان،أو بالانكسار البسيط (راجع الفصل ٨) . فاذا كانت شدته الكاملة I ، وشدة الجزء المستقطب I_p دعيت النسبة :

$$\varpi = I_p/I \qquad [١٠٧]$$

درجة الاستقطاب (انظر الفقرة ٧ - ٧ أ)

د) يتألف **تحليل اهتزازة** ضوئية ذات تواتر وشدة معلومين من تعين درجة استقطابها وطبيعة الاهتزاوة (خطية أو إهليلجية) . ومن المناسب ، اضافة الى ذلك ، تعين اتجاهها إذا كانت مستقيمة ، واذا كانت اهليلجية تعين اتجاه محوريها ونسبتها (او اهليلجيتها) وكذلك جهة الحركة على القطع الناقص.

بما ان حالة استقطاب إشعاع ما يمكن ان تتوقف على طول الموجة ، فيجب اجراء التحليل من أجل كل شعاعة وحيدة اللون. وتنطبق الطرائق التي سندرسها على الشعاعات المرئية ، وتوسّع ، مع بعض التعديلات ، الى ما فوق البنفسجي والى ما تحت الاحمر . أما دراسة الامواج الهرتزية والاشعة السينية فتتطلب اساليب خاصة .

٧ - ٢ . — استعمال المحلل البسيط

أ) لنتذكر أن كل جهاز مقطب يمكن ان يفيد في الوقت نفسه **كمحلل** للضوء المستقيم (الجزء ٤ ، الفقرة ١١ - ٧) . واذا دور هذا المحلل حول اتجاه الشعاع المضيء اختلفت شدة الضوء الذي ينفذه تبعاً **لقانون مالوس** :

$$I = I_0 \cos^2 \theta \qquad [٢٠٧]$$

حيث θ هي الزاوية التي يصنعها مستو معين ، يدعى « مقطعاً أصلياً » ، مرتبط بالمحلل ، مع اتجاه هذا المستوي الذي من أجله تكون قيمة I عظمى . ويقال ان المقطب والمحلل (اختصاراً موشوري نيكول) متوازيان من أجل $\theta = 0$ أو π ، أو متصالبان (أو « في حالة الانطفاء » من اجل $\theta = \frac{\pi}{2}$ او $\frac{3\pi}{2}$.

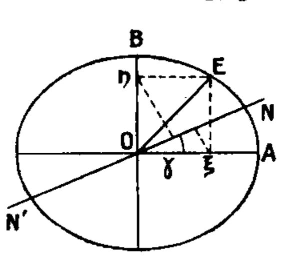
-٥- اذا أسقط ضوء طبيعي (او ايضاً ضوء دائري ، أو مزيج من الاثنين) على موشور نيكول شوهد أن الضوء النافذ لا يختلف في شدته باختلاف اتجاه المحلل حول الشعاع الضوئي .

-٥- اذا كان الضوء الوارد إهليلجياً ، ممزوجاً بالضوء الطبيعي أو غير ممزوج به ، وجد للمحلل اتجاهان متعامدان ، تمر الشدة المنقولة من أجلهما بنهاية عظمى او نهاية صغرى . وكذلك الامر عندما يكون هنالك مزيج من ضوء مستقيم وضوء طبيعي .

-٥- تنعدم النهاية الصغرى اذا كان الضوء الوارد مستقطباً استقطاباً مستقيماً وبشكل كامل .

ب) تفسر جميع هذه النتائج بسهولة باعتبار أن المحلل لا يسمح بالمرور من خلاله الا الى مركبة الاهتزازة الواردة الواقعة في مستويه ذي المقطع الاصلي . فاذا كان هذا المستوي معلوماً دلت التجارب السابقة بدقة تقريباً على اتجاه الاهتزازات المستقيمة واتجاه محوري الاهتزازات الاهليلجية .

ليكن فعلاً في هذه الحالة الاخيرة A و B المحور الكبير والمحور الصغير للقطع الناقص ، و γ (الشكل ٧ - ٣) زاوية المحور الكبير مع الأثر N'N لمستوي المقطع الاصلي على مستوي اللوحة . فتكون مركبتا الاهتزازة في اللحظة t وفق محوري القطع الناقص :



الشكل ٧-٣ . - تأثير محلل في اهتزازة اهليلجية

$$\xi = A \sin \omega t \qquad \eta = B \cos \omega t$$

ويسمح المحلل بمرور المرتسم :

$$\xi \cos \gamma + \eta \sin \gamma = A \cos \gamma \sin \omega t + B \sin \gamma \cos \omega t$$

فيجب اذن ان تجمع الاهتزازات التي لها نفس الاتجاه والتي هي متعامدة فيما بينها . ويُحصل على مربع السعة الناتجة الذي يمثل الشدة I التي يدعها المحلل تمر بواسطة انشاء فرينيل ومنه :

$$I = A^2 \cos^2 \gamma + B^2 \sin^2 \gamma = (A^2 - B^2) \cos^2 \gamma + B^2$$

وعندما يدور المحلل تختلف الشدة إذن ما بين نهاية عظمى $A^2 (\gamma = 0)$ ونهاية صغرى B^2 ($\gamma = \frac{\pi}{2}$) .

ج) المقطّبات والمحلّلات من بلورات ايسلنده قابلة للاستعمال في الضوء المرئي وما فوق البنفسجي القريب . ويمكن ان يستفاد من محلل غلازبروك Glazebrook الملصق بالغليسيرين حتى $0{,}24\ \mu$. وفيما بعـد ذلك يمكن استعمال الانعكاس البروستري أو أيضاً مواشير روشون Rochon المنحوتة من الكوارتز (الجزء ٤ الفقرة ١١–٨) .

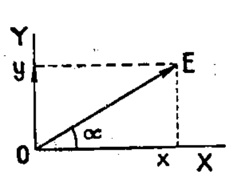
ويقطب أيضاً في ما تحت الاحمر بالانعكاس أو ايضاً بالتوصيل (او النفوذ) خلال صفائح السيلينيوم أو كلور الفضة .

وللحصول على أشعة X المستقطبة ، تعتمد احدى الطرق العملية على الانتشار كما سيرد ذلك في الفقرة ١٠–١٣ .

٧ ـ ٣ . — اجتياز صفيحة ثنائية الكسر بضوء مستقيم :

أ) تستعمل عادة لتحليل الاهتزازات صفائح ذوات وجوه مستوية ، ثنائية الكسر (أو أجهزة معادلة) . وكما أشير الى ذلك في الفقرة ١٤ – ٣ من الجزء الرابع ،عندما يجتاز ضوء مستقيم اجتيازاً ناظمياً صفيحة كهذه يتحول على العموم الى ضوء اهليلجي .

ليكن فعلاً (الشكل ٧ – ٤) OX و OY **الخطين المعتدلين** للصفيحة ، أي اتجاهي الاهتزازات المستقيمة التي تنتقل فيها دون تضاعف ؛ ولتكن c_x و c_y سرعتي الانتشار و n_x و n_y القرينتين المقابلتين لها . وسنفرض لتثبيت الافكار أن $c_x < c_y$ (ومنه $n_x > n_y$) ؛ فيدعى OX حينئذٍ **محوراً بطيئاً** و OY **محوراً سريعاً** .



الشكل ٧–٣.– تحليل اهتزازة وفق الخطين المعتدلين لصفيحة مبلورة

يمكن اعتبار اهتزازة مستقيمة واردة OE طول موجتها λ ومطالها :

$$s = s_m \sin \omega t \qquad [٣،٧]$$

واتجاهها يصنع مع OX زاوية α ، يمكن اعتبارها كمحصلة الاهتزازين في طور واحد مع E :

$$\begin{cases} x = X \sin \omega t \\ y = Y \sin \omega t \end{cases} \qquad [٤،٧]$$

موجهتين على التوالي وفق OX و OY ولهما السعتان :

$$\begin{cases} X = s_m \cos \alpha \\ Y = s_m \sin \alpha \end{cases} \qquad [٧،٥]$$

هاتان الاهتزازتان تجتازان في الصفيحة ذات الثخن e الطريقين الضوئيين الخاصين بها $n_x e$ و $n_y e$ ، والضوء الذي يبرز عن الصفيحة ينتج عن اعادة تركيبها .

ومطالها من الشكل :

$$x' = X' \sin (\omega t - 2\pi n_x e / \lambda)$$

$$y' = Y' \sin (\omega t - 2\pi n_y e / \lambda)$$

اللذان سنكتبها بتغيير ملائم لمبدإ الازمنة :

$$x' = X' \sin \omega t \qquad [٧،٦]$$

$$y' = Y' \sin (\omega t + \varphi)$$

وباظهار تقدم الطور :

$$\varphi = 2\pi (n_x - n_y) e / \lambda \qquad [٧،٧]$$

ومن المعلوم (الجزء الثالث ، الفقرة ٣-٧) ان حاصلة x' و y' شعاع متجه ترسم نهايته قطعاً ناقصاً مرسوماً في مستطيل R ضلعاه $2X'$ و $2Y'$ موازيان لـ OX و OY .

ويحصل على معادلة هذا القطع الناقص بحذف t ما بين العلاقتين [٧،٦] اللتين يمكن ان تكتبا :

$$x'/X' = \sin \omega t$$

$$y'/Y' = \sin \omega t \cos \varphi + \cos \omega t \sin \varphi$$

ومنه :

$$\sin \omega t \sin \varphi = \frac{x'}{X'} \sin \varphi$$

$$\cos \omega t \sin \varphi = \frac{y'}{Y'} - \frac{x'}{X'} \cos \varphi$$

وبالرفع الى المربع واضافة طرف الى طرف :

$$\frac{x'^2}{X'^2} - \frac{2\,x'y'}{X'\,Y'} \cos \varphi + \frac{y'^2}{Y'^2} = \sin^2 \varphi \quad [٨،٧]$$

فاذا كانت تناقصات السعة المعزوة للانعكاس وللامتصاص واحدة بالقيم النسبية من أجل x' و y' ، كان :

$$Y'/X' = Y/X = \text{tg}\,\alpha \qquad [٩،٧]$$

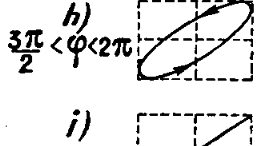
واذا كانت هذه التناقصات مهملة أمكن قياس شدة الاهتزازة التي تبرز من الصفيحة بـ :

$$X'^2 + Y'^2 = X^2 + Y^2 = s_m^2$$

ومن اجل $\alpha = 0$ (أو $\pi/2$) تكون Y' (أو X') معدومة ، وكذلك Y (او X) : فاذا كانت الاهتزازة الواردة موازية لأحد الخطين المعتدلين كانت الاهتزازة البارزة E خطية وموازيه الى E' .

ب) من اجل قيم α الاخرى ،تتوقف E على ثخن الصفيحة .

وعندما يكون فرق المسير بين y' و x' يساوي



الشكل ٧ – ٥ . حالات مختلفة لضوء مستقيم أو اهليلجي ، ناجمة عن اجتياز ضوء مستقيم لصفيحة ثنائية الكسر .

من اطوال الموجة الواحد أو k (k عدد صحيح) أي عندما :

$$(n_x - n_y)\, e = k\,\lambda \qquad [١٠،٧]$$

تسمى الصفيحة « موجية » او « k مثلاً للموجة » . فيكون حينئذ $\varphi = 2\pi$ أو $2\,k\pi$ ، و x' و y' في طور واحد ، والاهتزازة البـارزة E خطية و (اذا كان $Y'/X' = Y/X$) موازية للاهتزازة الواردة E ، والقطع الناقص يؤول الى احد اقطار المستطيل الموضح اعلاه (الشكل ٧ - ٥ ، i) .

والشرط [١٠،٧] مثلاً ومحقق من اجـل قيم e التالية (او من اجـل قيم أكبر k مرة ، حيث k عدد صحيح) :

	589	410
λ (m μ)	589	410
كوارتز منحوت ناظميا على المحور الضوئي	65 μ	43 μ
ميكا موسكوفية (مفلوقة)	147 μ	102 μ

و e غير متناسبة مع λ لأن n_x و n_y تختلفان باختلاف طول الموجة . ويتوقف اتجاها الخطين المعتدلين أحياناً أيضاً على λ ، غير أن انزياحيهما ضعيفان عامة (معدومان في حالة الكوارتز والبلورات الأخرى الوحيدة المحاور) .

-٥- إن صفيحة موجبه تتوسط مابين موشوري نيكول متصالبين تُبقي حالة الاطفاء مهما كان توجيهها (شريطة أن تبقى ناظمية على الأشعة الضوئية) .

ج) عندما يكون فرق المسير مابين y و x مساوياً :

$$(n_x - n_y)\, e = (2k + 1)\,\lambda/2 \qquad [١١،٧]$$

(حيث k هو عدد صحيح أو صفر) تدعى الصفيحة **نصف موجية** أو ٣ أمثال او ٥ أمثال ... نصف الموجة) . ويكون حينئذ $\varphi = (2k + 1)\,\pi$ ، ويؤول القطع الناقص الى القطر الآخر للمستطيل : وتظل الاهتزازة البارزة مستقيمة

أيضاً ، واتجاهها E' متناظر مع E بالنسبة للخطين المعتدلين (الشكل ٧ - ٥ ، e) .

د) بفرض α ثابتة ومختلفة عن الصفر وعن $\frac{\pi}{2}$ ، يختلف القطع الناقص باختلاف تقدم الطور φ كما يشير الى ذلك الشكل ٧ - ٥ ، مع بقائه مرسوماً في المستطيل نفسه R .

ومن أجل $0<\varphi<\pi$ ، (أو $2k\pi<\varphi<(2k+1)\pi$) يرتسم القطع بالنسبة للاحظ يستقبل الضوء ، في الجهة التي تذهب من اليسار الى اليمين ، ماراً بالذروة[1] (أي جهة عقارب الساعة) فيدعى إذن يمينياً أو ميمناً (الشكل ٧-٥ من b الى d) . ومن أجل $\pi<\varphi<2\pi$ يرتسم في اتجاه معاكس ويدعى يسارياً أو ميسراً[2] . (الشكل ٧ - ٥ من f الى h) .

ه) إذا كان الثخن بحيث أن :

$$(n_x - n_y)\, e = (2k+1)\pi/4 \qquad [١٢،٧]$$

(حيث k هو عدد صحيح أو معدوم) دعيت الصفيحة ربع موجبة (او ٣ ، ٥ ... مرة أمثال ربع الموجة) فيكون حينئذ $\varphi=(2k+1)\pi/4$ ، ومحورا القطع الناقص موازيين للخطين المعتدلين للصفيحة (الشكل ٧-٥ ، c و q) ، وتصبح المعادلة [٨،٧] :

$$\frac{x'^2}{X'^2}+\frac{y'^2}{Y'^2}=1$$

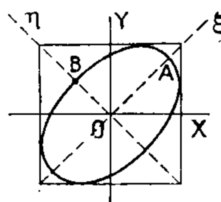
---

(١) تشير المعادلات [٦،٧] فعلاً الى انه عندما تكبر t بدءاً من الصفر ، فإن y' تنطلق من قيمة موجبة ، وتبدأ x' التي هي اولاً صفر بالازدياد .

(٢) ملاحظة تذكرية: ترسم عادة حلقة الحرف G (دوران لليسار) في اتجاه معاكس لاتجاه عقارب الساعة .

و) من أجل اتجاه خاص للصفيحة يكون معه $\alpha = \pi/4$ ، يصبح المستطيل R مربعاً ويتجه محورا القطع الناقص باتجاه قطري هـذا المربع . وفي الواقع تكتب المعادلات [٧،٥] حينئذ :

$$X = Y = s_m/\sqrt{2}$$



الشكل ٧–٦– الحالة التي تكون فيها $\alpha=\pi/4$

لنرجع الاهتزازات [٧،٦] الى المحورين $O\xi$ و $O\eta$ الموجهين وفق Os ونحو الاتجـــاه العمودي (الشكل ٧–٦) :

$$\xi = -\frac{x'}{\sqrt{2}} + \frac{y'}{\sqrt{2}} = s_m \cos\frac{\varphi}{2}\sin\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right)$$

$$\eta = -\frac{x'}{\sqrt{2}} + \frac{y'}{\sqrt{2}} = s_m \sin\frac{\varphi}{2}\cos\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right)$$

هذه الاهتزازات هي متعامدة : اذن وفقاً لما لوحظ في e يتجه محورا القطع الناقص وفق $O\xi$ و $O\eta$ مهما كانت φ . وبالاضافة الى ذلك تكون قيمة نسبة السعتين أو الاهليلجية :

$$\frac{B}{A} = \frac{s_m \sin(\varphi/2)}{s_m \cos(\varphi/2)} = \text{tg}\,\frac{\varphi}{2} \qquad [١٣،٧]$$

يبين الشكل ٧ – ٥ حيث φ هي محددة بالعلاقة [٧،٧] ، أن قيمة موجبة لـ B/A تقابل قطعاً ناقصاً يمينياً (مرسوماً في الجهة الميمنة) أي القطع الذي تقاد الاهتزازة الواردة من أجله نحو المحور البطيء OX بدوران قدره ٤٥° ، في جهة عقارب الساعة وبالعكس .

واذا بقيت α مساوية لـ $\frac{\pi}{4}$ كانت الصفيحة ربع موجية ، وأصبح القطع

الناقص دائرة وجملة مقطب خطي P وصفيحة ربع موجية خطاها المعدلان على بعد ٤٥° من المقطع الاصلي لـ P تكوّن اذن **مقطعاً دائرياً** .

–٥– اذا تم تلقي الضوء البارز من جهاز مماثل على محلل مستقيم شوهد أن شدة الحزمة النافذة لا تتوقف على توجيه المحلل .

ز) إن جملة موشورين متماثلين ذوي زاوية حادة، ومتجاورين بحيث يكون حرفاهما متوازيين وانحرافاهما في جهتين متعاكستين (الشكل ٧ – ٧) ، تعادل صفيحة متوازية الوجهين Q_1 ، يمكن تغيير ثخنها e_1 بشكل معلوم بازاحة خاصة عمودية على الحرفين .فاذا كان هذان الموشوران من الكوارتز المنحوت بحيث أن كل حرف يكون موازياً للمحور الضوئي للبلورة ، واذا ضمت اليها صفيحة متوازية الوجهين Q_2 لثخنها e_2 ، القيمة المتوسطة لـ e_1 ، وكان المحور الضوئي في هـذه الصفيحة موازياً لوجهي الدخول والبروز وناظمياً على ما هو في Q_1 ، كون المجموع **معدّل** برافي (Bravais) .

Q_1 Q_2 e_1 e_2

الشكل ٧–٧.
معدل برافي

ويسلك ، من وجهة نظر فعله في الضوء المستقطب ، كصفيحة الانكسار المضاعف ، وحيدة ، من الكوارتز بثخن قدره $e_2 - e_1$ أو $e_1 - e_2$ ، يعكس من أجلهـا حسب المراد الوضع النسبي للمحورين البطيء والسريع ، حسب ما يكون e_1 أكبر او اصغر من e_2 . واذا نظم بشكل ملائم أمكن هذا الجهـاز أن **يعدّل** فعل صفيحة اخرى ثنائية الكسر ، ومنه اسمه . وسوف نتكلم عن ذلك في الفقرة ٧ – ٥.

–٥– يمكن ، بمساعدة معدل برافي، تحقيق التجارب بخاصة على الصفائح الموجية ونصف الموجية وربع الموجية الموصوفة في الفقرة ٧–٣ ، وإثبات أن السماكات المعادلة $e_2 - e_1$ التي يجب اختيارها لهذه الغاية تتفق جيداً مع النظرية .

٧ ـ ٤ . ـــ التعيين الدقيق لاتجاه اهتزازة خطية مستقيمة (او الهلالية شريرة التفلطح) . مقاييس الاستقطاب :

أ) يدخل تعيين الاتجاهات المختلفة لاهتزازات خطية خـــاصة في دراسة **الاستقطاب الدوراني** . هـذه الظاهرة ، التي ستعالج في الفصل ١٢ ، تقوم في أبسط شكل لها (واكثره وقوعاً) على دوران حول اتجـاه الشعاع الضوئي لمستوي إهتزاز الضوء المستقطب استقطاباً مستقيماً ، عندمـا يجتاز صفيحة من اجسام معينة ذات وجوه متوازية . تدعى هـذه الاجسام **فعالة ضوئياً** ، ومن امثالها الكوارتز وبللورات اخرى منحوتة وموجهة بشكل ملائم ، ومحـاليل السكروز ، الخ ...

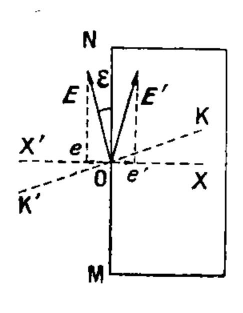
وتركب مـا بين مقطب ومحلل متصالبين في البدء ، وتعين الزاوية α التي يجب تدوير المحلل بقدرهـا للوصول الى الاطفاء ، والمحلل مجهز لهذا الغرض بعضاضة ذات فرنية ، متحركة أمام دائرة مدرجة ثابتة . ويلاحظ أنه عندما يبحث عن قيمة دوران α ، لا حاجة لمعرفة اتجاه المقطع الاصلي للمحلل .

ان تعيين أوضاع الاطفاء قليل الدقـة نسبياً ، لأنه يوجد دائماً ضوء طفيلي ، ولان الحدود الدنيا للتألق تحدد بالعين بشكل ناقص ؛ وتكون الحساسية أقل كثيراً أيضاً فيما لو بحث عن الحدود العظمى .

ب) لذلك يستعمل بصورة عامـــة **محلل ذو ظليل** ، وتوضح التجربة التالية مبدأه :

– ٥– نضع بين موشوري نيكول صفيحة نصف موجية تشغل نصف الحزمة المفيدة فقط ، وبعد الصفيحة يستقطب نصفا الحزمة استقطاباً مستقيماً ، ولكن الاهتزازتين

E و 'E (الشكل ٧-٨) متناظرتان بالنسبة لخط معتدل من الصفيحة ، مواز (مثلا) لحرفها NM . والمحلل لا يستطيع ان يطفىء في آن واحد نصفي الحقل ، ولنفرض أنه يطفىء الاهتزازة E للحزمة التي لم تجتز الصفيحة ، عندما يكون مقطعه الاصلي K'K ناظمياً على E ، فالإهتزازة 'E ليست مطفأة . وللحصول على تساوي استنارة نصفي الحقل يجب توجيه المقطع الاصلي في X'X عمودياً على MN . فإذا شرعت E و 'E بالدوران زاوية معينة وجب تدوير المحلل نفس الزاوية لاسترجاع تساوي الانارة .



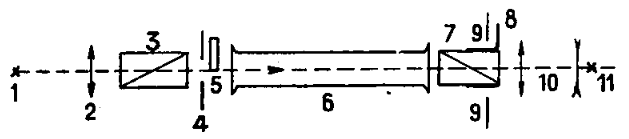
الشكل ٧ - ٨ . مبدأ المحلل ذي الظليل

ويفترض هـذا الجهاز استعمال الضوء الوحيد اللون الذي تكون الصفيحة من أجله نصف موجية تماماً .

لتكن ε الزاوية التي يصنعها احد الخطين المعتدلين للصفيحة مع الاهتزازة E . فيقابل تساوي استنارة البقعتين اتجاهاً يكون من أجله للمتجهين $\overrightarrow{OE}$ و $\overrightarrow{OE'}$ مسقطان Oe و 'Oe متساويان على 'XX . والاستنارة متناسبة مع مربع Oe وبالتالي مع $\sin^2\varepsilon$.

وللمحلل وضعان يلاحظ من أجلهما تساوي الاستنارة ، وبينهما زاوية قدرها $\frac{\pi}{2}$ أحدهما بالنسبة للآخر ، ويجب اختيار الوضع الذي تكون الاستنارة من أجله اضعف ما يمكن ، بحيث تستعمل الحساسية التباينية للعين الى الحـــد الاقصى (الجزء ٤ الفقرة ١٧-٩) . وهذا الشرط الاخير يقود ايضاً لتنظيم أفضل لقيمة ε في كل سلسلة من القياسات (من رتبة بضعة درجات ، ولكن بقدر أكبر كلما كان الضوء البارز من الجسم الذي يدرس أقل شدة) . وفي أفضل الشروط يمكن

خفض الخطأ في كل قياس الى 0°,01 . ويعطي الشكل ٧ – ٩ مخططاً لمجموع مقياس استقطاب ذي صفيحة نصف موجية .



الشكل ٧ – ٩ . مخطط مبدئي لمقياس استقطاب ذي صفيحة نصف موجية ١٠ ـ منبع (وحيد اللون) ؛ ٢ ـ عدسة مجمعة ؛ ٣ ـ مقطب ؛ ٤ ـ حظار ؛ ٥ ـ صفيحة نصف موجية ؛ ٦ ـ مادة فعالة ضوئياً ؛ ٧ ـ محلل يستطيع الدوران وهو يجر العضادة ؛ ٨ ، ٩ ـ دائرة مدرجة ؛ ١٠ ـ منظار غاليله ؛ ١١ ـ العين .

ج) بما أن صفيحة ما لا يمكن أن تكون نصف موجية الا من أجل طول موجة معين فانه يفضل غالباً استعمال محلل ليبش Lippich الذي يتألف من موشوري غلازبروك (الجزء ٤ ، الفقرة ١١–٩) N و N′ (الشكل ٧ – ١٠) يشغل احدهما N′ نصف الحقل فقط . ومقطعاهما الاصليان يؤلفان زاوية يمكن تغييرها ، ولكنها لا تتجاوز مطلقاً 3° . ومن أجل اتجاه معين للاهتزازة الخطية الواردة ، يكون نصفا الحقل مضاءين بالتساوي فإذا

N′

N

الشكل ٧ ـ ١٠ – محلل ليبيش . الميل النسبي المرشورين مبالغ فيه جداً .

دارت الاهتزازة بزاوية معينة α وجب إدارة المحلل ايضاً بنفس الزاوية لاستعادة تساوي الاستنارة .

د) اذا كان الضوء إهليلجياً أمكن ايضاً تعيين اتجاه محوريه بالبحث عن حد أصغر للضوء بعد اجتياز محلل بسيط ، ويفضل على ذلك باستعمال محلل ذي ظليل غير ان الحساسية التي هي بالطبع معدومة من أجل اهتزازة دائرية تتناقص سريعاً جداً بمجرد الا يكون القطع الناقص مسطحاً جداً .

هـ) تحل **المستقبلات الفيزيائية** (من الفقرة ٥ — ١٧ الى الفقرة ٥ — ١٩) احياناً محل العين لقياس الاستقطاب في الضوء المرئي ، وهي وحدها الصالحة للاستعمال في ما فوق البنفسجي أو ما تحت الاحمر . وتستعمل المستحلبات التصويرية ، وخاصة الخلايا الضوئية الاصدارية أو الضوئية المقاومة أو النضد الحرارية (الابيال الحرارية) . ويمكن جعل التيارات المقيسة متناسبة مع التدفقات المستقبلة F ، والفرق الاصغر ΔF المحسوس يتوقف غالباً على F . وخلف جملة مقطب — محلل ، يحدث مقطعاها الاصليان الزاوية θ ، يكون التدفق النافذ وفق قانون مالوس (الفقرة ٧ — ٢) من الشكل : $F = F_0 \cos^2 \theta$ ومنه بالتفاضل :

$$\Delta F = 2\, F_0 \cos\theta \sin\theta\, \Delta\theta = F_0 \sin 2\theta\, \Delta\theta \qquad [١٤،٧]$$

وتقابل اذن قيمة واحدة لـ ΔF قيمة لـ $\Delta\theta$ تمر بنهاية صغرى من أجل $\theta = \pi/4$: وعندئذٍ تكون حساسية الرصدات عظمى .

إن استعمال المستقبلات الكهرضوئية ، والتعويض عن الدوران الطبيعي بدوران مغناطيسي (الفقرة ١٢ — ١٤) يسمحان بالوصول إلى دقة قدرها $0°,001$ في نطاق قياس الدوران (مقياس استقطاب (غيتس Gates)).

ملاحظة . — لدى استعمال مستقبل كهرضوئي ينبغي تذكر ان الحساسية لاتختلف باختلاف الورود فحسب ، وإنما تختلف ايضاً ، عندما يكون هذا الاخير مائلاً ، مع اتجاه الاهتزازة المستقطبة (الجزء ٦ ، الفقرة ١٦ — ٢٣) .

و) في الامواج فوق الهرتزية ، من الميسور اصدار موجات مستقطبة خطياً يكون فيها اتجاه الاهتزازة $\vec{E}$ (متجه كهربائي) معيناً باتجاه الهوائي الثنائي القطب (الجزء ٧ ، الفقرة ٩ — ١٢) ويجري الكشف بواسطة تماس مقوم يوازي $\vec{E}$ (الشكل ٩ — ١٩ من الجزء ٧) وبجعل الكاشف متحركاً حول محور

دليل الموجة ، وبالبحث عن السمت الذي يقابل النهاية العظمى للتيار في جهاز القياس، يمكن كشف دوران للإهتزازة ناشىء عن مادة محتواه في دليل الموجات.

٧ ـ ٥ . ـــ تحليل الاهتزازة الاهليلجية ذات توجيه معلوم :

أ) في كثير من الحالات ، المتعلقة خاصة بدراسة الانكسار المضاعف الطبيعي والصناعي للصفائح الشفافة (الفصل ١١) ، يعرف أولياً أو بطريقة الفقرة ٧ – ٤ ، ج ، اتجاه محوري الاهتزازة الناقصيه المراد تحليلها . ويمكن تعيين نسبة المحورين بواسطة القياس الضوئي، بمساعدة مستقبل ابصاري او فيزيائي موضوع خلف محلل بسيط . هذه الطريقة قليلة الدقة بشكل عام ، ولا تعلمنا شيئاً عن جهة المسير على القطع الناقص .

ب) **استعمال المعوضات** : من المفضل تعويض فرق الطور φ الكائن بين المركبتين المتعامدتين للإهتزازة الاهليلجية بفرق طور قابل للقياس . ليكن المطلوب مثلاً تعيين الانكسار المضاعف لصفيحة مبلورة L . فلإيجاد خطيها المعتدلين يكفي وضعها بين بلورتي نيكول متصالبتين وتدويرها في مستويها حتى يحصل الانطفاء . وهكذا يكون الخطان المعتدلان حينئذ موازيين للمقطعين الرئيسيين للمقطب P وللمحلل A . تدور الصفيحة بعدئذ بزاوية قدرها $\pi/4$ في مستويها بحيث يصبح الضوء الصادر عن L ناقصياً ومحوراه وفق المقطعين الاصليين لـ P و A ، فاذا أريد استعمال معدل برافه Bravais (الفقرة ٧ – ٣ ، ز) B ، وجب وضعه بين L و A (الشكل ٧ – ١١) بحيث يكون خطاه المعتدلان موازيين لخطي L ، ثم يؤثر على السمك المتحول للمعدل ، بحيث يعثر

P L B A

الشكل ٧–١١ – استعمال معوض B لدراسة مضاعفة صفيحة مضاعفة الكسر بين مقطب P ومحلل A متصالبين

ثانية على الاطفاء . من هذا السمك يمكن ، اذا كان المعوّض معايَراً ، استنتاج تغير الطور φ ـ الذي يُدخله ، ومنه ، وفق [٧،٧] الانكسار المضاعف المبحوث عنه :

$$\delta = (n_x - n_y)e = \varphi \lambda / 2\pi$$

وتُعطى أهليجية الإهتزازة بالعلاقة :

$$\frac{B}{A} = \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} \qquad [١٣،٧]$$

وجهة مسيرته ميمنة أو ميسرة حسب ما يكون $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}$ موجباً او سالباً (الفقرة ٧ ـ ٣ ، و) .

ملاحظة ــ يحدث الانطفاء كلما كان فرق المسير الذي يُدخله المعوّض يتغير بعدد تام من أطوال الموجة . ويمكن رفع الشك بالعمل في البدء بالضوء الابيض ، فتلاحظ حينئذٍ نهاية صغرى بينة الوضوح للضوء النافذ (الموصّل) ، عندما يكون التعديل محققاً تقريباً من اجل جميع أطوال الموجات . ويستبدل بعدئذٍ بالضوء الأبيض الضوء الوحيد اللون ، الذي يجب أن يجرى عليه القياس بحيث يعطيه بدقة اكبر .

يفضل اليوم معدل بابينه على ممدل برافيه الذي اشير الى تركيبه وطريقة استعماله في الجزء ٤ ، والفقرة ١٤-٧ ، ا . وهو يبدي للعين أهداباً مستقيمة متوازية ، يجب ايصال احدها الى ما بين خيوط محكمة ، وهذا ما يمكن عمله بدقة اكبر من البحث عن النهاية الصغرى للاستنارة خلف معدل ذي صبغات قليلة التباين كمعدل برافيه . والخطأ في قيمة δ يمكن ان ينقص الى حوالي $\frac{\lambda}{1000}$ (في الحالات الاكثر ملاءمة) .

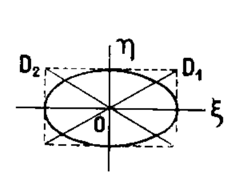
ج) **استعمال صفيحة ربع موجية** . لنستقبل اهتزازة اهليلجية على صفيحة ربع موجية Q (أو جهاز معادل ، مثل متوازي سطوح فرينيل ، الفقرة ٨ ــ ١٠) ينطبق خطاها المعتدلان على محوري القطع الناقص ، فالاهتزازة التي تبرز من الصفيحة ربع الموجية مستقيمة . وفي الواقع ان القطع الناقص المنسوب الى محوريه تكون معادلته :

$$\xi = A \sin \omega t$$
$$\eta = \pm B \cos \omega t$$

مع الاشارة + او ــ حسب ما تجتازه الاهتزازة في جهة عقارب الساعة أو في الجهة المعاكسة (الشكل ٧ــ٥). وتُدخل الصفيحة ربع الموجية بين المركبتين ξ و η فرقاً في الطور قدره $\pi/2$ ، حيث يقع التأخر على المركبة ξ أو η وفقاً للتي يتجه نحوها خطها المعتدل ذو القرينة الكبرى . لنفرض أنها وفق 0ξ . فعند البروز من الصفيحة ربع الموجية يمكن كتابة المركبتين على الشكل :

$$\xi = A \sin (\omega t - \pi/2) = - A \cos \omega t$$
$$\eta = \pm B \cos \omega t$$

فهما في طور واحد أو في تضاد ، وبالتالي فالإهتزازة خطية مستقيمة . فإذا كانت اشارة η هي + ، كانت الاهتزازة موجهة وفق OD_2 (الشكل ٧ــ١٢) ، واذا كانت ــ فنحو OD_1 .



الشكل ٧ــ١٢ ـ تحول اهتزازة اهليلجية الى اهتزازة مستقيمة .

والشكل ٧ــ١٢ ، أ يبين مخططاً لمحلل إهليلجي ذي صفيحة ربع موجية . والقطب P والمحلل A المنفردان في البدء يُجعلان متصالبين . تدخل الصفيحة ربع الموجية Q التي تدوّر حتى عودة الانطفاء . فخطاها المعتدلان q_1 و q_2 هما اذن موازيان

للمقطعين الاصليين p′p لـ P و a′a لـ A على الترتيب (الشكل ٧ - ١٣ ، b) . تُبعد Q وتوضع مكانها الصفيحة L التي تدوّر حتى الانطفاء ثم بقدر $\pi/4$ بدءاً من هذا التوجيه . فتبرز منها حينئذ اهتزازة اهليلجية محوراها موجهان وفق p′p و a′a واهليلجيتها مرتبطة بالانكسار المضاعف بالصيغة [١٣،٧] . تعاد Q الى وضعها المعين سابقاً : فتبرز منها اهتزازة خطية مستقيمة R تضع مع P زاوية $\varphi/2$. ويمكن ارجاع الانطفاء بتدوير المحلل بزاوية تساوي $\varphi/2$. ويتحقق من القاعدة التالية : إذا كان الخط المعتدل q_1 الذي ينطبق على p′p هو الخط الذي يقابل عامل الانكسار الاكبر ، ثم دوران المحلل بزاوية $\varphi/2$ أصغر من $\pi/2$ في جهة مسير الاهتزازة الاهليلجية ، مما يعين هذه الجهة .

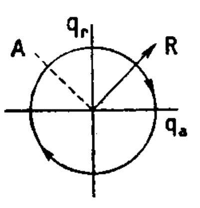
الشكل ٧-١٣ - ا) مبدأ محلل اهليلجي ذي صفيحة ربع موجية . ب) تمثيل الاهتزازات المنقولة .

يمكن بشكل افضل استبدال محلل ذي ظليل بالمحلل البسيط A في تركيب الشكل ٧ - ١٣ .

د) في حالة الضوء الدائري ، يحظى اتجاهان متعامدان ايا كانا بخواص محوري القطع الناقص : فمهما كان اتجاه ربع الموجية ، يعود الاستقطاب المستقيم حيث توجه الاهتزازة وفق احد قطري المربع الذي اضلاعه موازية للمقطعين الاصليين لربع الموجة ، اذن بميل ٤٥° عليهما . والجملة المؤلفة من الصفيحة ربع الموجية والمتبوعة بمحلل ميله ٤٥° هي **محلل دائري** .

تولد اهتزازة مستقطبة دائرياً الى اليمين ، بعد اجتيازها صفيحة ربع موجية اهتزازة مستقيمة R واقعة في ارباع الدائرة حيث يقود دوران قدره ٩٠° الى

بين الخط المعتدل المتأخر q_r عن الخط المتقدم q_a (الشكل ٧ — ١٤) . فاذا كان الاتجاه الاصلي A للمحلل واقعاً على ٤٥° من الخطين المعتدلين في الربعين المعاكسين الى R فان المحلل يطفىء الاشعة المستقطبة دائرياً الى اليمين ولكنه يدع الاشعة الدائرية اليسرى تمر ، وبالعكس .



الشكل ٧ — ١٤ . محلل دائري يطفىء الاشعة المستقطبة دائريا الى اليمين

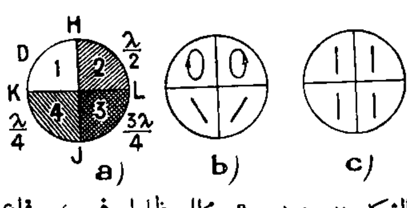
والضوء الطبيعي لا ينطفىء ابداً باجتياز محلل كهذا ، مما يسمح بتمييزه عن اهتزازة دائرية .

٧ ـ ٦ . — تحليل اهتزازة ناقصية ما :

تحصل هـــذه الحالة بشكل خاص في دراسة توصيل الضوء بواسطة صفيحة بلورية ثنائية اللون (الفقرة ١١ — ٩) وفي حـالة الانعكاس المعدني (الفقرة ٨ — ١٢) . وتستعمل حينئذ صفيحة ربع موجية Q كما في الفقرة ٧ — ٥ ، ج ولكن بجعلها تدور ببطء في مستويها وبالتحري ، في كل وضع من اوضاعها ، عما اذا كان المحلل يستطيع احداث الاطفاء . وعندما يكون الامر كذلك فإن الخطين المعتدلين للصفيحة ربع الموجيه يعطيان اتجاهي المحورين للقطع الناقص ، وهذا ما يقود الى الحالة التي سبقت دراستها .

ولكن ، لا المحلل ذو الظل ولا المحلل العادي يسمحان بالتحقق بدقة من أن الاهتزازة الصادرة عن ربع الموجـــة هي مستقيمة (لأن الاهتزازة الناقصية المنبسطة جداً تعطي نفس المظاهر) . لذا يُلجأ في حـالة القياسات الدقيقة الى محلل ظليلي ذي أربع منـــاطق ، ناشىء عن ضم صلب الى النيكول A لجهاز (تطابق عليه العين) يؤلف كما يلي (الشكل ٧ — ١٥ ، ا) يغطى حظار D ، متمركز على الحزمة المفيدة ، بقـدر نصفه بصفيحة نصف — موجية (الى يمين

القطر JH مثلاً) ونصفـــه الآخر بصفيحة – ربـع موجية (تحت القطر KL الناظم على JH مثلاً). والخطوط المعتدلة لهاتين الصفيحتين متوازية فيما بينها (سنفرضها تبسيطاً، متجهة وفق HJ و KL) وتأخرات المسير التي



الشكل ٧–١٥– a . محلل ظليلي ذو ٤ رقاع b و c . تمثيل الاهتزازات

تدخلها بين الرقاع 1, 2, 3, 4 هي تلك المشار اليها في الشكل .

ويحصل على تساوي الرقعتين 1 و 2 اذا كان JH هو اتجاه اهتزازة مستقيمة يتلقاها المحلل ، أو ايضاً اتجاه المحور الكبير لاهتزازة ناقصية بصورةضعيفة. ومن جهةأخرى ، فإن تساوي الرقعتين 3 و 4 لا وجود له في الوقت نفسه مع السابقة إلا اذا لم تكن الاهتزازة ناقصية ، وفي الحالة العكسية تغير بالفعل (الشكل ١٧ – ١٥ ، b) الصفيحة نصف الموجيه جهة السير على القطع الناقص في نصف الحقل ، وتغير الصفيحة ربع الموجيه ، كما ذكر في الفقرة ٧ – ٥ ، ج ، هـذه الاهتزازات الناقصية ذات الجهة المعاكسة الى اهتزازات مستقيمة ذات توجيهات مختلفة .

ولا يمكن الحصول على التساوي المتزامن للرقاع الاربع الا اذا كانت الاهتزازة البارزة من ربع الموجة Q مستقيمة (الشكل ٧ – ١٥ ، ج) وكان اتجاهها موازياً الى JH أو الى KL . ويبحث بالتلمس عن الاتجاه Q الذي يسمح بتلبية هذا الشرط بتوجيه المحلل بصورة مناسبة .

٧ ـ ٧. ـــ دراسة ضوء مستقطب جزئياً :

ليكن ضوء مستقطب جزئياً ، فيمكن اعتباره كنتيجة تنضيد لضوء طبيعي شدته I_n وضوء خطي مستقيم شدته I_p وجهتة معينة. فالشدتان I_n و I_p تنضمان

لأن الاهتزازات المقابلة غير مترابطة (الفقرة ٧ - ١ ،ب) . واذا تُلقيت الحزمة على محلل بسيط فإن الحزمة I_n تعطي (بخطأ قدره عامل الامتصاص) شدة ثابتة $I_n/2$ (الجزء ٤ ، الفقرة ١١ – ٨ ، ج) وللحزمة I_p شدة متحولة $I_p \cos^2\alpha$. وتصبح الشدة الكلية :

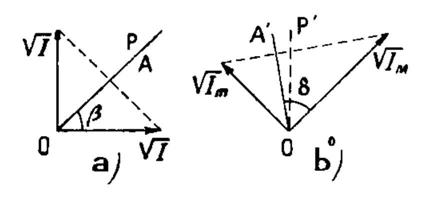
$$I = I_n/2 + I_p \cos^2\alpha$$

وتمر بنهاية عظمى $I_M = I_n/2 + I_p$ من أجل $\alpha = 0$ وبنهاية صغرى : $I_m = I_n/2$ من أجل $\alpha = \pi/2$. فاستعمال محلل بسيط لا يسمح إذن بالتمييز بين اهتزازة ناقصية وبين ضوء مستقطب جزئياً وفقاً لما رأيناه في الفقرة ٧-٢ ، ب . ولكن الضوء المستقطب جزئياً لا يستطيع أداء الاطفاء عندما نُحاول تحليله كاهتزازة ناقصية (فقرة ٧ – ٦) مما يساعد على تمييزهما .

ويعبر عن درجة الاستقطاب [٧،١] بالعبارة الجبرية :

$$\omega = \frac{I_p}{I} = \frac{I_p}{I_p + I_n} = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \qquad [٧،١٥]$$

فيمكن اذن قياسها بمساعدة مستقبل فيزيائي حساس على التدفق . فمن أجل القياس البصري يتبع ما يلي : لنسقط الحزمة المطلوب تحليلها على موشور ثنائي الكسر (الجزء ٤ ، الفقرة ١١ – ٨) كموشور روشون مثلاً ، ولندوّره في مستويه حتى تصبح شدتا الحزمتين الصادرتين متساويتين . لتكن β (الشكل ٧ – ١٦ ، a) الزاوية التي يحدثها حينئذ الاتجـــاه الرئيسي للمضاعف الكسر مع المركبة المستقطبة P للضوء ، من أجل احدى الحزمتين . فيعبر عن تساوي الشدة بالعلاقة :



الشكل ٧-١٦ - قياس درجة الاستقطاب

$$I = I_n/2 + I_p \cos^2\beta = I_n/2 + I_p \sin^2\beta$$

ومنه :

$$\beta = \pi/4$$

وإذا تلقينا الحزم على بلورة نيكول A ، ندورها الى ان يتأمن التساوي ، فإن الاتجاه الرئيسي لـ A يكون حينئذ موازياً الى P . واذا دورنا بعدها الكاسر المضاعف بزاوية قدرها $\pi/4$ في مستويه ، فاحدى الحزمتين التي تبرز منه تكون شدتها $I_m = I_n/2$ ، والأخرى $I_m = I_n/2 + I_p$ (الشكل ٧ - ١٦ ، ب) . وبتدوير المحلل زاوية قدرها δ يمكن اعادة تساوي الحزم .

اللوحة ٧ - ١

تحليل اهتزازة ضوئيـــة

يلاحظ خلال عمل بسيط A يدوّر . فالشدة النافذة :

التجربة الاولى	التجربة الثانيــة			الاهتزازة المدروسة هي
لا تتوقف على توجيه A	تتوسط صفيحة ربع موجية Q في اتجاه ما ويدوّر A . فالشدة المنقولة	لا تتغير		طبيعية N
لا تتوقف على توجيه A	تتوسط صفيحة ربع موجية Q في اتجاه ما ويدوّر A . فالشدة المنقولة	تمر بقيمة صغرى		دائرية C
لا تتوقف على توجيه A	تتوسط صفيحة ربع موجية Q في اتجاه ما ويدوّر A . فالشدة المنقولة	تمر بقيمـــة صغرى غير معدومة		C + N
تمر بحد أصغر معدوم				خطية مستقيمة R
تمر بقيمة صغرى غير معدومة	تدخل صفيحة ربع موجية احد خطيها المعتدلين ناظمي على المقطـــع الاصـلي للمحـلل A الموجـه لنقل الشدة الصغرى ثم يدوّر A . فالشدة المنقولة	تمر بقيمة صغرى معدومة		ناقصية E
تمر بقيمة صغرى غير معدومة	تدخل صفيحة ربع موجية احد خطيها المعتدلين ناظمي على المقطـــع الاصـلي للمحـلل A الموجـه لنقل الشدة الصغرى ثم يدوّر A . فالشدة المنقولة	تمر بقيمة صغرى غيرمعدومة من اجل توجيه لـ A	مماثل الى اتجاهه الاصلي	R + N
تمر بقيمة صغرى غير معدومة	تدخل صفيحة ربع موجية احد خطيها المعتدلين ناظمي على المقطـــع الاصـلي للمحـلل A الموجـه لنقل الشدة الصغرى ثم يدوّر A . فالشدة المنقولة	تمر بقيمة صغرى غيرمعدومة من اجل توجيه لـ A	مائل بالنسبة الى اتجاهه الاصلي	E + R او E + N

ويكون :

$$\frac{I_n}{2}\sin^2\delta = \left(\frac{I_n}{2} + I_p\right)\cos^2\delta$$

ومنه :

$$\varpi = \frac{I_p}{I_n + I_p} = \frac{\mathrm{tg}^2\delta - 1}{\mathrm{tg}^2\delta + 1}$$

٧ ـ ٨ . ـــ طريقة سريعة لتعيين طبيعة اهتزازة ضوئية :

ان ما ذكر في الفقرتين ٧ ـ ٢ و ٧ ـ ٥ ، ج يشير الى أنه في حالة ضوء مجهولة حالته الاستقطابية تماماً ، فإن التجارب التي تشير اليها اللوحة ٧ - ١ تسمح بتعيين هذه الحالة قبل القيام بالقياسات الموصوفة في الفقرات السابقة إذا كان ثمـــة مجال لذلك .



تمارين

٧ – أ صف حالة الاستقطاب للامواج الوحيدة اللون التي مثلت متجهتها الضوئية ، في الاحداثيات المتعامدة بالمعادلات الآتية :

١ً – $E_y = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)$ $E_z = E_m \sin \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)$

٢ً – $E_y = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)$ $E_z = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)$

٣ً – $E_y = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)$ $E_z = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} - \frac{3T}{8}\right)$

٤ً – $E_z = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)$ $E_z = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} + \frac{T}{8}\right)$

٧ – ب يؤخذ جهاز يونغ ، وفيه الفتحة او الشق F ، التي هي منبع لضوء طبيعي وحيد اللون ، تضيء شقين F_1 و F_2 متماثلين ، موازيين لـ F ومتساويي البعد عن المستوي FO . تلاحظ اهداب التداخل في مستو بعيد π يمر من O وعمودي على FO .

يوجد أمام F_1 و F_2 على الترتيب صفيحتان (ربع موجة) Q_1 و Q_2 خطاهما المعتدلان متصالبان .

١ً. – عندما يوضع مقطب P امام F ، ادرس التعديل الطارىء على جملة الاهداب عندما يدور P تدريجياً بمقدار 2π حول FO .

٢ً.ـ اذا وجه P على $\pi/4$ من الخطين المعتدلين لـ Q_1 و Q_2 ، فكيف تتغير الحالة الاستقطابية في المستوي π عند الابتعاد عن O ؟

الشكل ٧ – أ

٣ً.ـ يوضع في A محلل بوجه موازياً لـ P . ماذا يلاحظ في المستوي π ؟

٤ً.ـ نفس السؤال اذا كان A متصالباً مع P .

٧ ـج اذا قبلنا بأن العين تلاحظ فرقاً نسبياً في الاستنارة قدره $\frac{\Delta E}{E} = 3\%$ بين رقعتي محلل ذي ظليل ، فاحسب الارتياب $\Delta\alpha$ في تعيين سمت اهتزازة مستقيمة من اجل زاوية من الظليل قدرها $\varepsilon = 2^{\circ}$.

٧ـ د يمكن اطفاء اهتزازة بواسطة محلل دائروي. كيف ينبغي ان يعمل بهذا المحلل للحصول على الاطفاء بعد انعكاس الاهتزازة المفروضة على سطح زجاجي تحت زاوية سقوط ناظمية، مع العلم بأن انعكاساً كهذا يولد في الاهتزاز المستقيم تغيراً في الطور قدره π ؟

انتشار الضوء

الفصل الثامن

الانعكاس على سطح زجاجي والنفوذ منه
الانعكاس المعدني

أ. الانعكاس على الاوساط الشفافة المتماثلة المناحي والنفوذ منها (الانعكاس الزجاجي)

٨ ـ ١ . ـــ انعكاس الضوء المستقطب استقطاباً مستقيماً على سطح زجاجي . طرائق القياس .

أ) لتكن مادة زجاجية [١] متماثلة المناحي ، يفصل بينها وبين الهواء سطح مستوٍ ، تسقط عليه حزمة متوازية من الضوء الوحيد اللون بزاوية ورود i ، معروفة وقابلة للضبط . نفترض ان الحزمة مستقطبة استقطاباً مستقيماً ، وأن الزاوية التي يصنعهـــا مستوي الاهتزازة مع مستوي الورود (والمسماة سمت الاهتزازة) تساوي α_i . فبإجراء قياسات لشدة الضوء للمقـارنة بين التدفق

---

(١) استعملت هذه الصفة هنا بمعنى « غير معدني » وليس « غير متبلور » كما هو مذكور في (الجزء الثاني ، ١٤ ـ ٢) .

المنعكس F_r والتدفق الوارد F_i ، يمكن تعيين النسبة ما بين هذين التدفقين أو عامل الانعكاس (١) [٢١٦٥] :

$$\rho = \frac{F_r}{F_i} \qquad [١٠٨]$$

ويمكن من جهة اخرى ، تعيين خصائص الاهتزازة المنعكسة (اتجاهها وإهليلجيتها) بطرائق شرحت في الفصل السابع .

ولدراسة عينة صلبة ، يستعمل مقياس الزوايا لبابينه Babinet (الفقرة ٣ - ٤) ، الذي يمكن أن يلي مجمعه مقطب P ، والذي يستعاض فيه عن نظارته إما بمستقبل للطاقة المشعة أو بمحلل إهليلجي شبيه بالمحلل المبين في الشكل ٧-١٢ . ويتخلص من الحزمة المنعكسة على الوجه الثاني بتسويد هذا الوجه اذا كان موازياً للوجه الاول ، او بجعل العينة على شكل موشور ، وهو الافضل .

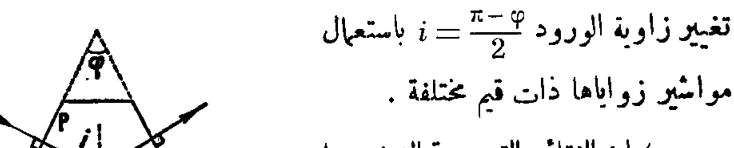
ولدراسة سطح سائل ما ، وهو افقي من كل بد ، يمكن استعمال تركيبة الشكل ٨ - ١ .

الشكل ٨ - ١ جهاز دراسة الانعكاس على سائل (تغيُّر زاوية الورود بازاحة المرآة من M الى M′).

ويمكن دراسة الانعكاس من وسط صلب على الهواء باستعمال قاعدة موشور P (الشكل ٨-٢) ، فتسقط الحزمة المتوازية ناظمياً على وجه جانبي وتبرز ناظمياً من الوجه الآخر . إن الدراسة المسبقة للانعكاس من الهواء على الوسط الصلب

(١) اذا اعتبرت تدفقات الطاقة ، فانه يكتب حينئذ : $\rho = \frac{\mathcal{Q}_r}{\mathcal{Q}_i}$

تسمح بأن تُؤخذ بعين الاعتبار ، بسهولة عن طريق الحساب ، التعديلات التي تطرأ على الحزمة لدى دخولها وبروزها ، كما سنرى في الفقرتين ٨-٢ و ٨-٣ . ويتم تغيير زاوية الورود $i = \frac{\pi - \varphi}{2}$ باستعمال مواشير زواياها ذات قيم مختلفة .



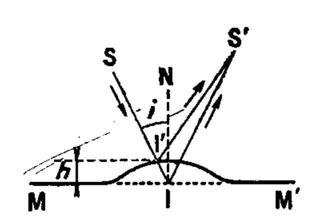
الشكل ٨-٢- جهاز دراسة الانعكاس على وسط قرينة انكساره أقل من قرينة انكسار وسط الورود

ب) ان النتائج التجريبية التي نوردها فيما يلي لا تكون صحيحة بالدقة التامة إلا اذا تحققت الشروط التالية :

١° ينبغي ان يكون السطح مصقولاً .

فعندما يكون خشناً ، لا يعطي انشاء هويغنس (الجزء الرابع ، ٢ – ٤) المطبق على الموجة المستوية الواردة ، موجة مستوية منعكسة كمغلف للمويجات التي تقع مراكزها على نقاط السطح المختلفة .

لنعتبر أن شعاعاً SI ، بدلاً من ان ينعكس عند I على السطح MM′ (الشكل ٨-٣) ، يلاقي على هذا السطح عند I' نتوءاً ارتفاعه h ؛ إن مفعول هذا الشذوذ يمكن اهماله اذا كان فرق المسير بين المسارين SIS′ و SI′S′ العائد للنقطة S′ ، حيث يُرى الانعكاس ، والذي يقارب في قيمته $2\,h \cos i$ ، صغيراً صغراً كافيـــاً بالنسبة الى طول الموجة λ .



الشكل ٨– ٣ – تأثير عيبٍ في الصقل على الانعكاس

إن فرق المسير هذا يساوي $2h$ عندما يكون الورود ناظمياً ؛ فإذا لم تكن هـــذه القيمة صغيرة جداً ، لا يكون هناك انعكاس منتظم من أجل الورود الناظمي ؛ ولكن اذا زيدت زاوية

الورود i ، فإنه يأتي حين يمكن أن يحدث فيه الانعكاس المنتظم ، وذلك من أجل الأطوال الموجية الكبيرة أولاً .

ـ ٥ ـ وعلى هذا ، إذا غطينا صفيحة من الزجاج بهباب الفحم ، وحاولنا أن نرى بالانعكاس عليها خيال مصباح كهربائي ذي شعيرة فإننا لا نرى شيئاً ما دامت زاوية الورود صغيرة ، الا أننا نرى خيالاً واضحاً كل الوضوح عندما تصبح زاوية الورود كافية. ويبدو خيال شعيْرة المصباح محمراً في البداية ثم يصبح أبيض اللون عندما تزداد زاوية الورود ، ويمكن اجراء هذه التجربة على نحو ناجح باستعمال لوحة تصوير بعد تعريضها للضوء وتظهيرها وتجفيفها ، وذلك بجعل الانعكاس يتم على طبقة الهلام .

ان الضوء المنكسر عند سطح غير مصقول يؤدي الى اعتبارات مماثلة . ولكن الانكسار ،في هذه المرة، يكون أكثر بعداً عن الانتظام كلما ازدادت زاوية الورود . ومن جهة أخرى يكون للفرق بين قرينتيْ انكسار الوسطين دوره : فيزداد الانكسار بعداً عن الانتظام كلما ازداد الفرق بين القرينتين .

ـ ٥ ـ لا تسمح الصفيحة الزجاجية غير المصقولة بأن تُرى الاجسام من خلالها ، ولكنها تُرى على نحو أفضل اذا بلِّلت بالماء ، مما يقلل الفرق بين قرينتيْ جانبيْ السطح غير المصقول . وتزداد شفافية الصفيحة اذا استُعمل البنزين عوضاً عن الماء ، وتزداد اكثر من ذلك اذا أذيب في البنزين المستعمل قليل من بلسم كندا .

إن الحساب الذي أجري أعلاه يبين أن مفهوم الصقل يتوقف على المجال الطيفي المدروس . فبعض السطوح التي تعد خشنة بالنسبة لما فوق البنفسجي ، يمكن أن تعد مستوية بتقريب حسن (مصقولة) بالنسبة لما تحت الأحمر .

٢° ينبغي أن تكون الخواص الضوئية لأجزاء الجسم المدروس القريبة من السطح مماثلة قدر الامكان لخواص الاجزاء الداخلية . ويحدث ذلك عندما

يكون الجسم نقياً وسطحه حديث التكوين ، وإلا كانت هناك **طبقة اجتياز** لا تلتقي خواصها بخواص داخل المادة إلا تدريجياً . فإذا كان الامر يتعلق بسائل، يجدّد سطحه السائب (الحر) لاجتناب الشوائب الممتزة (الجزء الثاني، ١٩ — ١) . وإذا كان الامر يتعلق ببلورة ، فإنه يفضّل استعمال وجه طبيعي ثم فصمه حديثاً . هذا وإن الصقل الميكانيكي للسطوح الصلبة يغير خواصها ، كما تدل على ذلك التجربة التالية :

—٥— تغطس كتلة من الزجاج المتجانس والمصقول صقلاً جيداً في سائل (هو خليط من البنزين و كبريت الفحم) ضُبط عياره بحيث تكون قرينتا انكسار المادتين (اللتان تعيّنان بطريقة الموشور مثلاً) متساويتين حتى الرقم العُشري الرابع من أجل ضوء وحيد اللون . فإذا أُضيئت مجموعة المائع والكتلة الزجاجية بهذا الضوء ، رؤي مع ذلك السطح الفاصل : فقرينته إذن تختلف عن قرينة داخل الكتلة الزجاجية .

ويمكن إثبات أن الصقل يزيد من قرينة الانكسار نتيجةً لازدياد الكتلة الحجمية بلا ريب .

٨ - ٢ . — نتائج تجريبية . حالة حدوث الانعكاس على وسط قرينته اكبر (من قرينة وسط الورود) :

أ) لتكن E_i الاهتزازة الواردة التي نفترض أنها مستقطبة استقطاباً مستقيماً. إن التجربة تدل على أن سمت الاهتزازة المنعكسة (أي زاويتها مع مستوى الورود) يكون بوجه عام مختلفاً عن α_i سمت الاهتزازة E_i ، ولكنه يساويه عندما تكون E_i موازية لمستوى الورود ($\alpha_i = 0$ ، يُرمز للاهتزازة حينئذ

بـ E'_i) ، أو عندمـــا تكون عمودية على هذا المستوى ($\alpha_i = \frac{\pi}{2}$ ، ويرمز الاهتزازة حينئذ بـ E''_i) ، كذلك فان من الانسب أن يدرس على حـدة كل من انعكاسي الحزمتين الحاملتين للاهتزازتين E'_i و E''_i اللتين تسميان **«الاهتزازتين الاصليتين»** . وقد وجدنا (الجزء الرابع ، ١١ - ٧) أن :

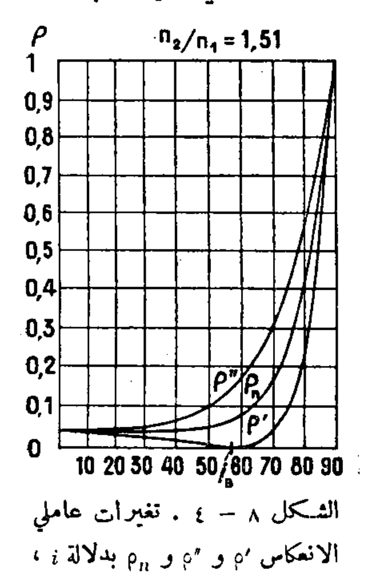
$$E''_i = E_i \sin \alpha_i \ , \ \ E_i = E_i \cos \alpha_i \qquad [٢،٨]$$

وأن هاتين الاهتزازتين متفقتان في الطور . **وفيما يلي من الدساتير والاشكال سوف نعتبر قيم المتجهات في اللحظة نفسها الموافقة لقيمة E_i العظمى .**

لنتذكر (الجزء الرابع ، ٢ – ١٠) ان التدفق الضوئي F يتناسب طرداً مع شدة الحزمة ، وأن هذه الشدة نفسهـا تتناسب طرداً مع E^2 ، مربـع سعة المتجهة الضوئية .

لندرس أولاً الحـــالة التي يتم فيها الانعكاس من وسط قرينته n_1 على وسط قرينته : $n_2 > n_1$.

ب) **عوامل الانعكاس .**



الشكل ٨ – ٤ . تغيرات عاملي الانعكاس ρ′ و ρ″ و ρ_n بدلالة i ، الحالة $\frac{n_2}{n_1} = 1,51$

يبين الشكل ٨ – ٤ تغيرات عاملي الانعكاس ρ′ و ρ″ العـائدين بالترتيب إلى اتجـاهي الاهتزازتين E'_i و E''_i ، وذلك بدلالة زاوية الورود i ،من أجل الانعكاس من الهواء على الزجاج التاجي ذي القرينة $n = 1,51$.

في الورود الناظمي ، ليس هناك ما يدعو الى التمييز بين ρ′ و ρ″ أو بين E' و E'' ، لأن مستوي الورود لا يكون محدداً في هـــذه الحالة ؛ وتعامل

الاهتزازتان الأصليتان المعاملة نفسها بسبب التناظر ، ويُرى أن قيمة عامل الانعكاس ρ تساوي حينئذ :

$$\rho = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2 \qquad [٨،٣]$$

أي أن $\rho = 0{,}043$ في مثال الشكل ٨-٤ .

وفي الورود المماسي، يكون $\rho' = \rho'' = 1$. ومن أجل زوايا الورود الاخرى ينفصل المنحنيان : فتزداد ρ'' بانتظام ، أما ρ' فتمر بنهاية صغرى منعدمة من أجل زاوية ورود i_B تسمى زاوية بروستر (زاوية الورود البروستري) ، وهي قريبة من ٥٧° في المثال المعتبر .

واذا كان للاهتزازة E_i سمتٌ ما ، فإن عامل الانعكاس يعبّر عنه بالعبارة :

$$\rho = \rho' \cos^2 \alpha_i + \rho'' \sin^2 \alpha_i \qquad [٨،٤]$$

وينتج هذا من الصيغة [٨،٢] ومن تناسب التدفق مع E^2 .

ج) توجيه الاهتزازة المنعكسة :

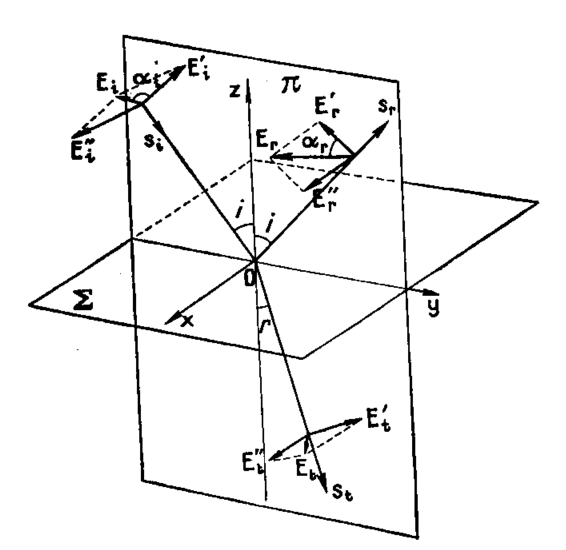
ليكن للاهتزازة E_i أحد المنحنيين الأصليين E'_i أو E''_i . إن التجربة تبين أنه في كلتا الحالتين ، تكون الاهتزازة المنعكسة (وهي بسبب التناظر إحدى الاهتزازتين ، E'_r في الحالة الأولى ، E''_r في الحالة الثانية) متعاكسة في الطور مع الاهتزازة الواردة ، مهما كانت زاوية الورود i .

- ٥ - في حالة الورود الناظمي ، يتم التحقق ، بتعديل تجربة فينر Wiener

(الجزء الرابع ، ١٢– ١٠) ، على النحو التالي . تُسند الطبقة الحساسة C (الشكل ٨ – ٥) التي تغطي الصفيحة المتوازية الوجهين P على الوجه المحدب من عدسة مستوية محدبة L بحيث يكون هناك تماس ضوئي عند نقطة O يُسقط الضوء ناظمياً على الطبقة C ، وتصور حلقات التداخل المماثلة لحلقات نيوتن (الجزء الرابع ، ١٢ – ١٥) التي تتولد عن تداخل الاشعة الواردة مع الاشعة المنعكسة على الوجه العلوي للعدسة L (التي يغطّى وجهها السفلي بطلاء مضاد للعكس) . ونحصل على جملة حلقات ذات مركز مظلم : فالاهتزازتان المتداخلتان هما اذن متعاكستان عند النقطة O .

الشكل ٨ - ٥.– التحقق من تغير الطور بالانعكاس $(n_2<n_1)$.

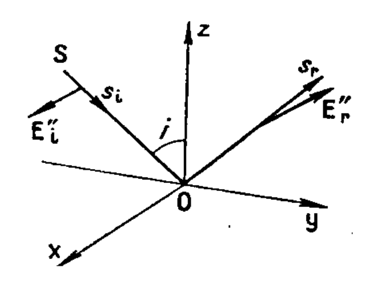
–٥– ويعطى البرهان في حالة الورود المائل بواقع أن وضع أهداب مرآة لويد Lloyd (الجزء الرابع ١٢–٦) يوافق هدباً مركزياً مظلماً (لا يمكن ملاحظته) .



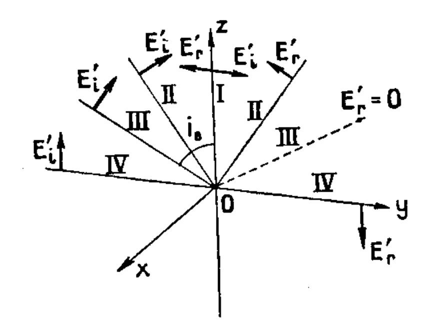
الشكل ٨–٦ .– تحليل الاهتزازات الواردة والمنعكسة والمنكسرة

د) يمكن تمثيل النتائج السابقة على النحو التالى : في جملة احداثيات متعامدة

Oxyz (الشكل ٨-٦) ، ليكن xOy مستوي السطح الفاصل Σ ، وليكن yOz مستوى الورود Π . ان منحيي الاهتزازتين E_i' و E_i'' يؤلفان مع منحى متجهة الموجة s_i في الشكل زاوية ثلاثية قائمة، ولما كانت المتجهة E_i'' موازيةللمحور Ox من أجل كل قيمة للزاوية i ، فإن المتجهة E_r'' تكون موازية ومعاكسة لهـا (الشكل ٨-٧)(١) .



الشكل ٨ - ٧ . - الاهتزاة الواردة والاهتزازة المنعكسة ، حالة $n_2 > n_1$ و $\alpha_i = 0$.



الشكل ٨ - ٨ . - الاهتزازة الواردة والاهتزازة المنعكسة ، حالة $n_2 > n_1$ و $\alpha_i = \pi/2$.

إن تعيين الاهتزازة E_r' ممثل في الشكل ٨ - ٨ . فمن أجل $i = 0$ (الشعاع I) ، تكون E_r' موازية ومعاكسة الى E_i' . وعندما تزداد i تستنتج أوضاع E_i' و E_r' ، العموديتين بالترتيب على الشعاعين الوارد والمنعكس ، بحيث أنها تصبح ثانية معاكسة الى E_i' عند الورود المماسي (IV) .

هـ) لنعطِ الآن E_i سمتاً ما α_i . فوفقاً للعلاقة [٨،٢] يكون لدينا :

---

(١) يبين الشكل ٨ - ٦ الاتجاهات الموجبة التي توافق E_i'' ، E_r'' ، E_t'' ، بينما يظهر في الشكل ٨ - ٧ مثلا ؛ الاتجاه الحقيقي للمتجهات .

$$\frac{E_i''}{E_i'} = \text{tg } \alpha_i \qquad [٥،٨]$$

وتكون E_i' و E_i'' على اتفاق في الطور .

إن الاهتزازة المنعكسة الموافقة E_r تكون مستقيمة كما تدل التجربة . وهي ، من جهة أخرى ، تنتج من تركيب الاهتزازتين الاصليتين E_r' و E_r'' ، اللتين تكونان على اتفاق في الطور لكونهما تعاكسان E_i' و E_i'' على الترتيب . وتكون النسبة $\frac{E_r'}{E_i'}$ مساوية لـ $\sqrt{\rho'}$ ، والنسبة $\frac{E_r''}{E_i''}$ مساوية لـ $\sqrt{\rho''}$. ولما كانت هاتان النسبتان غير متساويتين وفقاً للشكل ٨ – ٤ ، فانه اذا افترضنا (الشكل ٨ – ٦) أن :

$$\frac{E_r''}{E_r'} = \text{tg } \alpha_r \qquad [٦،٨]$$

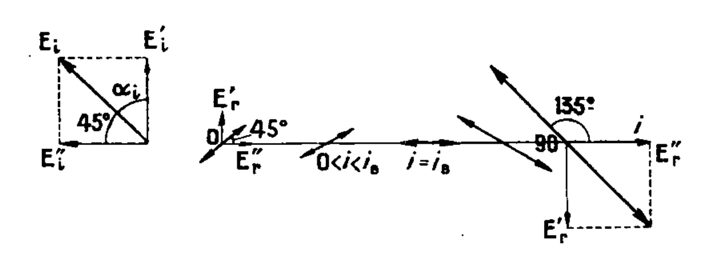
فاننا نجد :

$$\text{tg } \alpha_r = -\sqrt{\frac{\rho''}{\rho'}} \text{ tg } \alpha_i \qquad [٧،٨]$$

إذن فالزاوية α_r لا تساوي α_i بوجه عام : فالانعكاس بوجه عـــام يدير الاهتزازة في مستوى الموجة ، والاشارة – في الصيغة [٧،٨] تعبر عن انقلاب الاهتزازة المنعكسة بالنسبة للاهتزازة الواردة ، وهو ما ينتج من الشكلين ٨–٧ و ٨ – ٨ . وهذا الانقلاب فريد من أجل الورود المماسي ، إذ قد يبدو أنه كان ينبغي الانتقال دونما انقطاع من هذه الحالة الى عدم الانعكاس ؛ ولكن وُجد ان التجربة تحقق النظرية مهما كان الورود قريباً جداً من ٩٠° .

ويبين الشكل ٨–٩ التوجيهات التي تتخذها الاهتزازة الضوئية E_r المستقبلة

من قبل المشاهد عندما $\alpha_i = 45°$ $(E'_i = E''_i)$ ، وذلك من أجل قيم مختلفة لزاوية الورود . ويمثل الخط الأفقي منحنىً موازياً للمحور Ox، أي موازياً الى E'_r ، أو



الشكل ٨ — ٩ . تغير اتجاه الاهتزازة المنعكسة بدلالة i $\left(n_2 > n_1, \alpha_i = \frac{\pi}{4}\right)$

موازياً أيضاً لمستوى المرآة. إن تغير التوجيه E_r بمقدار ٩٠° بين $i = 0$ و $i = 90°$ ، يعود إلى انه بالرغم من أن المركبتين E'_r و E''_r هما متعاكستان دوماً في الطور مع E'_i و E''_i على الترتيب ، فإن للشعاعين الوارد والمنعكس اتجاهين متعاكسين في حالة الورود الناظمي ، والاتجاه نفسه في حالة الورود المماسي .

و) يمثل الشكل ٨ — ١٠ تغيرات فرق الطور φ بين المركبتين E'_r و E''_r بدلالة زاوية الورود . ولما كانت مركبتا E_i متفقتين في الطور ، فان φ تستنتج من الشكل ٨–٩ : فهي تساوي π من $i = 0$ الى $i = i_B$ ، ثم تصبح قيمة φ منعدمة فجأة من $i = i_B$ حتى $i = 90°$.

الشكل ٨ — ١٠ . تغيرات فرق الطور φ بين E'_r و E''_r ، بدلالة i ، حالة $n_2 > n_1$ و $\alpha_i = 4/\pi$

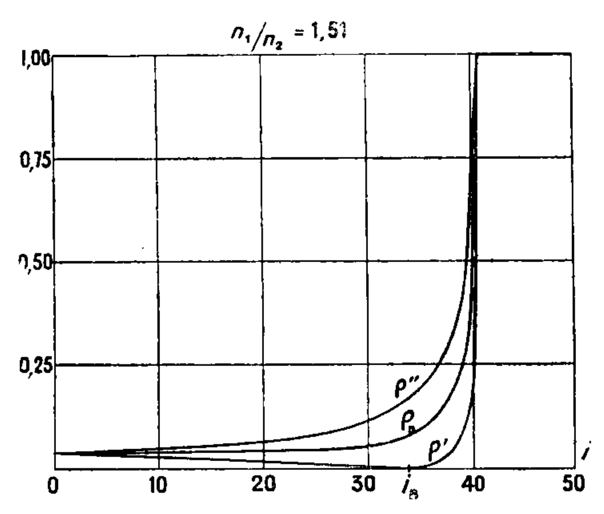
غير أن التجربة تدل على أن الانقطاع ليس مطلقاً من أجل $i = i_B$ ، وان الفرق في الطور يهبط من π الى الصفر في مجال صغير من زوايا الورود . وفي هذا المجال يولد الضوء المستقطب في سمت معين بانعكاسه ضوءاً أهليلجياً، وبالفعل يمكن تحليله الى اهتزازتين متعامدتين

إحداهما عمودية على زاوية الورود والاخرى واقعة فيه ؛ ويكون بين هاتين المركبتين بعد الانعكاس فرق في الطور تنحصر قيمته بين الصفر و π : ويحدث ذلك على سطح السائل وبخاصة عندما لا يكون هذا السائل نقياً تماماً .

– ٥ – لا يحدث على سطح الماء استقطاب إهليلجي محسوس ما دام هذا السطح نظيفاً بما يكفي لجعل قطع صغيرة من الكافور تقوم بحركات سريعة دورانية (الجزء الاول ، ١٨ - ٧) ، ولكن اذا مس سطح الماء قضيب زجاجي مبلل بعطر التربنتين توقف الكافور عن الحركة وظهر الاستقطاب الإهليلجي .

٨ - ٣ . — حالة حدوث الانعكاس على وسط قرينته أقل (من قرينة وسط الورود) :

يمثل الشكل ٨ – ١١ تغيرات عاملي الانعكاس ′ρ و ″ρ العائدين للاهتزازتين



الشكل ٨ – ١١.– تغيرات ′ρ و ″ρ و ρ_n بدلالة i ؛
حالة : $\frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{1,51}$

الاصليتين ، بدلالة زاوية الورود في الحالة التي يتم فيها الانعكاس من الزجاج التاجي ($n_1 = 1,51$) على الهــــواء . ففي الورود الناظمي يكون ρ' و ρ'' متساويين ، وتعطى قيمتهما بالعبارة [٣٠٨] ؛ وينعدم ρ' من أجل زاوية ورود بروستري i_B متتامة مع زاوية الشكل ٨ – ٤ . وأخيراً فإن الزاوية الحرجة l التي تتعين بالعلاقة $\sin l = \frac{1}{n}$ (الجزء الرابع ، ١–٩) تقوم بدور الورود المماسي في حالة كون $n_2 > n_1$. وعندها يكون $\rho' = \rho'' = 1$. وحينما تكون i أكبر من l يحدث انعكاس كلي[1] .

ب) توجيه الاهتزازة المنعكسة وشكلها .

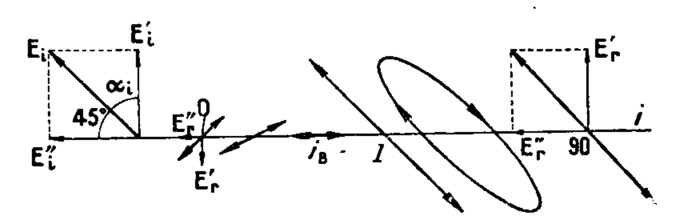
في الورود الناظمي ، تكون الاهتزازتان E'_r و E''_r على اتفاق في الطور مع الاهتزازتين E'_i و E''_i على الترتيب ، ويتبع هذا أن الاهتزازة المستقيمة E_i التي ليس لها توجيه معين تعطى اهتزازة مستقيمة منعكسة E_r على اتفـاق في الطور معها . وتـُستنبط هـذه النتائج من مختلف تجارب التداخل في الصفائح المتماثلة المناحي (الجزء الرابع ، ١٢ – ١٥) ، التي تبين أن الانعكاس من وسط على وسط أشد منه كسراً يرافقه تغير في الطور مقداره π . ولما كنا رأينا في الفقرة ٨ – ٢ أن تغير الطور هذا يحدث في الحالة الاولى ، فإنه لا يحـدث في الحالة المعتبرة حالياً .

وهكذا يتبين لنا أنه من المناسب في هذه الحالة عكس اتجاه E''_r و E'_r في الشكلين ٨-٧ و ٨-٨ ، اللذين لا يصلحان الا بين $i = 0$ و $i = l$.

---

(١) يبين الشكل ٨ – ١١ أن عاملي الانعكاس من أجـــل أي من الاهتزازتين الاصليتين وبالتالي من أجل الضوء الطبيعي ، يزداد ازدياداً سريعا جـــداً عندما تزداد زاوية الورود من ٤٠° الى ٤١° . إن هذا الازدياد المفاجيء في التدفق الذي يحدث في جوار الانعكاس الكلي يؤلف جداً واضحاً للاستنارة في تجربة الفقرة ٥ – ١١ من الجزء الرابع ، وهذا يجعل قياس قرينة الانكسار بطريقة الفقرة ٣–٦ قياسا دقيقا .

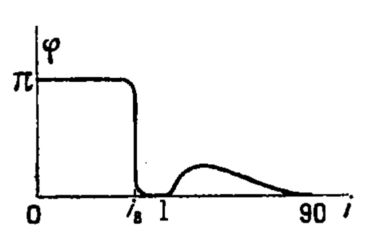
ونستنتج من ذلك التوجيه α_r للاهتزازة المنعكسة الممثلة في الشكل ٨-١٢ بدلالة زاوية الورود عندما $\alpha_i = 45°$. وهذا الشكل هو فيما بين $i = 0$ و $i = l$ ، شبيه بالشكل ٨ - ٩ ما بين $i = 0$ و $i = 90°$.



الشكل ٨ - ١٢ . تغيرات توجيه الاهتزازة المنعكسة بدلالة i $(n_2 < n_1, \alpha_i = \pi/4)$

وتدل التجربة على أنه فيما بين $i = l$ و $i = 90°$ ، تكون الاهتزازة المنعكسة إهليلجية . ولما كانت مركبتاها E'_r و E''_r متساويتين نظراً لأن الانعكاس كلي ولأن $\alpha_i = 45°$ ، فإن محوري الاهليلج كما عرفنا (الفقرة ٧ - ٣ و) ، يكونان مائلين على مستوى الورود بزاوية مقدارها ٤٥° ؛ وتكون جهة الدوران على الاهليلج هي الجهة التي ينبغي أن يُدير فيها مشاهدٌ ، يستقبل الشعاع الوارد، الاهتزازة E_i بزاوية حادة كي يجعلها عمودية على مستوى الورود.

ويبين الشكل ٨ - ١٣ تغير فرق الطور بين الاهتزازتين E'_r و E''_r بدلالة زاوية الورود i . وهو يساوي π عندما يكون الورود ناظمياً ، وينعدم ما بين الورود البروستري والورود الحرج ، ثم يزداد بعد ذلك مولداً اهتزازة إهليلجية، وينعدم أخيراً عند الورود المماسي .



الشكل ٨-١٣ . تغير فرق الطور φ بين E'_r و E''_r بدلالة i حالة $n_2 > n_1$ و $\alpha_i = 4/\pi$

ج) إن الصيغتين [٨،٣] و[٨،٤] تصحان من أجل انتشار الضوء الوارد في

أي من الوسطين . وليس من السهل إثبات ذلك إثباتاً مباشراً ، لوجوب جعل المستقبل غاطساً في الوسط ذي القرينة n .ولكن يمكن أن يتم الاثبات بالطريقة التالية : إذا كان الوسط ذو القرينة n شفافاً تماماً ، فإن **عامل النفوذ** τ (نسبة التدفق الضوئي النافذ من خلال السطح إلى التدفق الوارد) ينبغي أن تكون قيمته مساوية :

$$\tau = 1 - \rho \qquad [٨،٨]$$

ويكون التدفق النافذ لدى اختراق صفيحة متوازية الوجهين مساوياً τ^2 ، فيما اذا كان عامل الانعكاس هو نفسه عند الدخول وعند الخروج ، ويمكن بقياس الشدات الضوئية التحقق من أن الامر كذلك ، وبخاصة عند الورود الناظمي ، وذلك بأن يعطى ρ القيمة المبينة في [٨،٣] .

٨ - ٤ . — انعكاس الضوء الطبيعي ونفوذه :

أ) عرفنا (في الفقرة ٧ – ١ ب) أنه يمكن اعتبار الضوء الطبيعي مؤلفاً من اهتزازتين عرضيتين مستقطبتين استقطاباً مستقيماً في سمتين متعامدين فيما بينهما وغير مترابطتين ، أي أن سعة وطور كل منهما يتغيران تغيراً سريعاً وعلى نحو مستقل في الواحدة منهما عن الاخرى ، بحيث ان السعة الوسطى لكل منهما تكون واحدة. ويمكن اختيار سمتي الاهتزازتين $\alpha_i = 0$ و $\alpha_i = 90$. وتكون قيمتا الشدتين المنعكستين كقيمتي شدتيْ الاهتزازتين E_i' و E_i'' المعتبرتين في الفقرة ٨–٢ . ويكون لعامل انعكاس الضوء الطبيعي ρ_n العبارة التالية :

$$\rho_n = \frac{1}{2}\,(\rho' + \rho'') \qquad [٨-٩]$$

وتستنتج هذه الصيغة أيضاً من [٨،٤] ، باعطاء $\cos^2\alpha_i$ و $\sin^2\alpha_i$ قيمتها

الوسطى المساوية $\frac{1}{2}$ (انظر الجزء الرابع ١١-٧) .

ويبين المنحنى ρ_n في الشكل ٨ - ٤ تغير عامل الانعكاس من الهواء على الزجاج بدلالة زاوية الورود . ويعطي الجدول ٨ - ١ بعض قيم ρ_n وعامل النفوذ τ_n الذي يساوي $1-\rho_n$ بافتراض ان الامتصاص مهمل .

الجدول ٨ - ١

عوامل الانعاس والنفوذ عند ورود الضوء من الهواء على وسط شفاف قرينته ١,٥١ (الضوء الطبيعي)

i	0	20°	40°	50°	60°	70°	75°	80°	85°	90°
r	0	$13^\circ5'$	$25^\circ10'$	$30^\circ16'$	$34^\circ45'$	$38^\circ15'$	$39^\circ30'$	$40^\circ24'$	$40^\circ56'$	$41^\circ9'$
ρ_n	0,043	0,043	0,05	0,06	0,09	0,16	0,26	0,39	0,62	1
τ_n	0,957	0,957	0,95	0,94	0,91	0,84	0,74	0,61	0,38	0

وتبين الاعداد السابقة لماذا يظل الزجاج شفافاً حتى ولو كانت زاوية الورود كبيرة : فعندما $i = 60^\circ$ مثلاً ، يمر من الزجاج قسم من التدفق الوارد يساوي (٠,٩١)^2 = ٠,٨٣ .

حين يغمر جسم شفاف في وسط له القرينة نفسها، فإنه لا يمكن رؤيته أو تمييزه (انظر تجربة الفقرة ٨ - ١ ب ، ٢°) . ولكن هذا لا يحدث في الضوء الأبيض الا اذا كان التبدد بالانكسار هو نفسه من أجل الجسمين . وسنعود الى هذه النقطة في الفقرة ٩-١٣ .

ب) إن اختلاف ρ' عن ρ'' يؤدي الى استقطاب جزئي للضوء المنعكس والضوء النافذ. ففي الورود الناظمي يكون $\rho''=\rho'$ ، ويكون الضوء المنعكس طبيعياً . ولكن نظراً لان الاهتزازتين تنعكسان مع اختلاف بالاشارة ، فإن

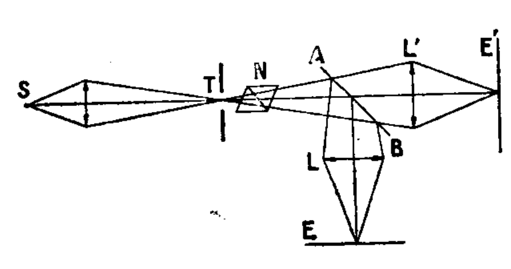
تجربة فينر (الفقرة ٨ ـ ٢ ج) ، تعطي نفس النتيجة كما في الضوء المستقطب .
وعندما تزداد زاوية الورود ، تكون ρ' دائماً اقل من ρ'' (الشكل ٨ ـ ٥) :
ويولد الانعكاس ضوءاً مستقطباً استقطاباً جزئياً تسود فيه الاهتزازة العمودية على مستوى الورود . وتكون قيمة درجة الاستقطاب (الفقرة ٧ ـ ٧) مساوية .

$$\varpi_r = \frac{\rho'' - \rho'}{\rho'' + \rho'} \qquad [١٠،٨]$$

وعندما $i = i_B$ ، ينعدم ρ' ، ويصبح الاستقطاب المستقيم للضوء المنعكس تاماً ، والاهتزازة فيه عمودية على مستوى الورود . وفي حالة الورود المماسي ($n_1 < n_2$) او الورود الحرج ($n_1 > n_2$) ، يكون $1 = \rho'' = \rho'$ ، ويظل الضوء الطبيعي طبيعياً بالانعكاس الكلي .

أما الضوء المنكسر فيكون طبيعياً في الورود الناظمي ثم يصبح مستقطباً استقطاباً جزئياً تسود فيه الاهتزازة الضوئية الواقعة في مستوى الورود . وتزداد درجة الاستقطاب بازدياد i ، ولكنها لا تصل الى الواحد اطلاقاً .

ـ ٥ ـ يضاء ثقب T إضاءة شديدة (الشكل ٨ ـ ١٤) ويسقط ضوءه على الصفيحة الزجاجية AB ، وتكوّن العدستان L و 'L ، بالحزمتين المنعكسة والبارزة ، خيالين للثقب على الحاجزين E و 'E



الشكل ٨ ـ ١٤ . ـ المقارنة بين الضوء المنعكس على صفيحة زجاجية والضوء النافذ منها

وتكون استنارة الخيال الاول ، عندما تكون AB مائلة بنحو ٤٥° ، أقل كثيراً من استنارة الخيال الثاني : وبالفعل ، فان عامل الانعكاس يكون من مرتبة ٠،٠٥٥ لدى هذه القيمة للورود . وتختلف استنارتا الخيالين عندما يوضع

خلف الثقب T نكول مقطب N ويُدار هــذا النكول : وتصبح إحدى الاستنارتين عظمى في نفس الوقت الذي تصبح فيه الاخرى صغرى .

٨ ـ ٥ . ــ النظرية الكهرطيسية في الانعكاس الزجاجي ، حالة الورود الناظمي .

أ) إن النظرية الكهرطيسية تزودنا بمعادلات اجتياز بالنسبة الى مركبات الحقل الكهربائي والحقل المغناطيسي لموجة ضوئية تنتقل من وسط عـازل ، أي شفاف ، إلى وسط عازل آخر (الجزء السابع ، ٩ - ٧) . ينبغي أن تكون المركبتان المماسيتان للحقلين (الموازيتان للسطح الفـاصل) مستمرتين ، أي أن تكون لكل منهما القيمة نفسهـا على جانبي السطح . وتكون المركبتان الناظميتان (العموديتان على السطح) للانتقال الكهربائي وللتحريض المغناطيسي مستمرتين .

ففي جملة محاور الشكل ٨ - ٦ ، تكتب معادلات الاجتياز في حـــالة الورود الناظمي حيث الحقلان مماسيان كما يلي :

$$E_i + E_r = E_t \qquad [٨،١١]$$

$$H_i + H_r = H_t \qquad [٨،١٢]$$

وهاتان هما العلاقتان [٩،٤١] و [٩،٤٢] في الجزء السابع . إن العلاقات بين E و H من أجـل موجة جيبية تسمح بوضع العلاقة الاخيرة (انظر الجزء السابع ، ٩ - ٩ ب) على الشكل :

$$c_2\,(E_i - E_r) = c_1 E_t$$

أو :

$$n_1\,(E_i - E_r) = n_2 E_t \qquad [١٣،٨]$$

وينتج من [١١،٨] و [١٣،٨] أن :

$$\frac{E_i + E_r}{E_i - E_r} = \frac{n_1}{n_2}$$

وهذا يعطي :

$$\frac{E_r}{E_i} = -\frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \qquad [١٤،٨]$$

و :

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{2\,n_1}{n_1 + n_2} \qquad [١٥،٨]$$

ويمثل الشكل ٨ – ١٥ ، في لحظة معينة ، موجة جيبية E_i تسقط ناظمياً على السطح الذي أثره Σ ، والموجة المنعكسة E_r والموجة النافذة E_t . ليكن IA و IB و IC قيم E_i و E_r و E_t على Σ . فوفقاً للعلاقة [١١،٨] يكون لدينا: $\overline{IC} = \overline{IA} + \overline{IB}$. وقد افترض في الشكل ٨–١٥ a ، أن $n_1 = 1$ و $n_2 = 2$ ، ومنه وفقاً للعلاقة [١٣،٨] :

الشكل ٨ – ١٥ . موجات جيبية واردة ومنعكسة ونافذة (الورود الناظمي)

$\mathrm{IB} = \frac{\mathrm{IA}}{3}$ و $\mathrm{IC} = 2\,\frac{\mathrm{IA}}{3}$. ويمثل المنحنى المنقط المجموع $E_i + E_r$ ، أي الموجة المستقرة المتكونة بالتداخل في الوسط الاول (يقارن ذلك مع الشكل ٩ – ٨ في الجزء السابع) .

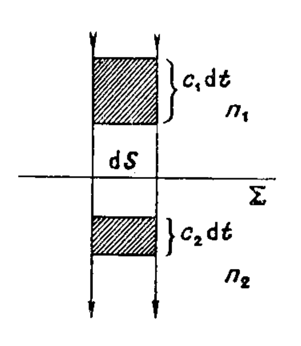
ب) إذا ربعنا الصيغة [١٤،٨] نجد العبارة [٣،٨] لعامل الانعكاس ρ في الورود الناظمي الذي نحصل عليه تجريبياً . وللتحقق من العلاقة [٨،٨] التي تعطي عامل النفوذ τ ، ينبغي الانتباه إلى أن التدفق الذي يخترق المساحة dS من السطح Σ (الشكل ٨ - ١٦) ليست له العبارة نفسها في الوسطين ، لأن سرعة الانتشار ليست واحدة فيهما . فوفقاً للصيغة [١٨،٩] في الجزء السابع يكون لدينا :

من أجل التدفق الوارد $\varepsilon_1 c_1 E_i^2 dS$

ومن أجل التدفق المنعكس $\varepsilon_1 c_1 E_r^2 dS$

ومن أجل التدفق النافذ $\varepsilon_2 c_2 E_t^2 dS$

ويعطي انحفاظ التدفق بمجموعه :



الشكل ٨ - ١٦ -
المقارنة بين التدفقين الوارد والنافذ (الورود الناظمي)

$$E_i^2 - E_r^2 = \frac{\varepsilon_2 c_2}{\varepsilon_1 c_1} E_t^2 =$$

$$= \frac{n_2}{n_1} E_t^2 \qquad [١٦،٨]$$

ذلك لأن : $\frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1}$ و $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{n_1^2}{n_2^2}$

أو : $$1 - \rho = \frac{n_2}{n_1} \frac{E_t^2}{E_i^2}$$

ويمكن التحقق جيداً من صحة هذه العلاقة باستعمال قيمة $\frac{E_t^2}{E_i^2}$ المستنتجة من [١٥،٨] ؛ فيكون لدينا :

$$\tau = \frac{4 n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \qquad [١٧،٨]$$

٨ ـ ٦ . ـــ حالة ورود ما . صيغ فرنل :

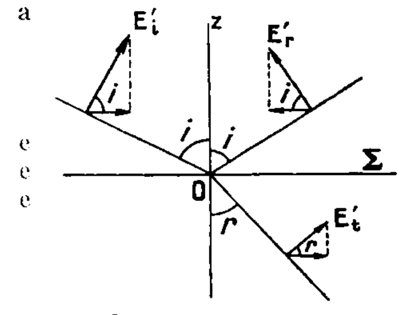
أ) إن لشروط الاستمرار الخاصة بالحقل E في هذه الحالة صيغة مختلفة ، حسبما يتعلق الأمر بالمركبات E' أو E'' . لنفترض أن $n_2 > n_1$ ، فيكون لدينا مع مصطلحات الشكل ٨ – ٦ :

$$E_i'' + E_r'' = E_t'' \qquad [١٨،٨]$$

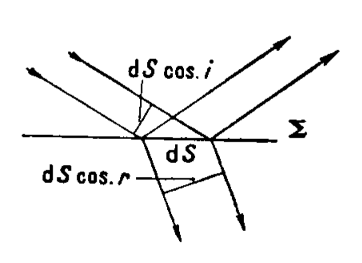
ومن جهة أخرى ، يُرى في الشكل ٨ – ١٧ ، وهو مرتسم الشكل ٨–٦ على مستوى الورود yOz ، أن :

$$E_i' \cos i - E_r' \cos(i = E_t' \cos r^{(1)} \qquad [١٩،٨]$$

ب) وللتعبير عن انحفاظ التدفقات ، ينبغي أن يؤخذ بعين الحسبان أنه حين تكون زاوية الورود i ، يكون المقطع القائم لحزمة واردة تغطي مساحة dS من السطح Σ (الشكل ٨ – ١٨) مساوياً $dS \cos i$. ويكون لمقطع



الشكل ٨–١٧ . مرتسم الشكل ٨–٧ على مستوى الورود $x0z$



الشكل ٨ – ١٨ . المقارنة بين التدفقين الوارد والنافذ (الورود المائل)

---

(١) يلاحظ القارىء استعمال رموز كالرمز E_r من أجل الاهتزازة المنعكسة ، i من اجل زاوية الانعكاس ، ومن جهـــة اخرى E_t من اجل الاهتزازة النافذة ، r من أجل زاوية الانكسار . فاذا استعمل الرمز i_1 عوضا عن i و i_2 عوضا عن r ، فان هذا يؤدي الى كتابة E_{i1} عوضا عن E_r الخ ... مما يثقل الرموز .

الحزمة المنعكسة القائم القيمة نفسها، بينما يكون مقطع الحزمة المنكسرة القائم مساوياً $dS \cos r$. فانحفاظ التدفق يعطي :

$$\varepsilon_1 c_1 E_i^2 \, dS \cos i = \varepsilon_1 c_1 E_r^2 \, dS \cos i + \varepsilon_2 c_2 E_t^2 \cos r$$

وتحل مكان العلاقة [١٦،٨] العلاقة التالية :

$$(E_i^2 - E_r^8) \cos i = \frac{n_2}{n_1} E_t^2 \cos r \qquad [٢٠،٨]$$

وهذه العلاقة الاخيرة مستقلة عن E_i . وينتج من تطبيقها على المركبات E'' وتركيبها مع العلاقة [١٨،٨] أن :

$$(E_i'' - E_r'') \cos i = \frac{n_2}{n_1} E_t'' \cos r \qquad [٢١،٨]$$

وبحذف E_t'' ما بين [١٨،٨] و [٢١،٨] نجد :

$$\frac{E_i'' + E_r''}{E_i'' - E_r''} = \frac{n_1 \cos i}{n_2 \cos r}$$

ومنه :

$$\sqrt{\rho''} = \frac{E_r''}{E_i''} = \frac{n_1 \cos i - n_2 \cos r}{n_1 \cos i + n_2 \cos r} \qquad [٢٢،٨]$$

$$= - \frac{\sin (i - r)}{\sin (i + r)}$$

وذلك بالاستناد على قانون الانكسار .

وبحذف E_r'' نحصل على :

$$\frac{E_t''}{E_i''} = \frac{2 \cos i \sin r}{\sin (i + r)} \qquad [٢٣،٨]$$

وعندما تطبق العلاقة [٢٠،٨] على مركبات E' وتقسم هذه العلاقة على [١٩،٨] حداً على حد ، ينتج ما يلي :

$$E'_i + E'_r = \frac{n_2}{n_1} E'_t \qquad [٢٤،٨]$$

وبالتعويض في [١٩،٨] عن E'_t بقيمتها المستخرجة من هذه المعادلة الأخيرة نحصل على ما يلي :

$$(E'_t - E'_r) \cos i = \frac{n_1}{n_2} (E'_i + E'_r) \cos r$$

وبأخذ قانون الانكسار بعين الاعتبار نجد :

$$\sqrt{\rho'} = \frac{E'_r}{E'_i} = \frac{n_2 \cos i - n_1 \cos r}{n_2 \cos i + n_1 \cos r} = \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)} \qquad [٢٥،٨]$$

وبحذف E'_r بين [١٩،٨] و [٢٤،٨] نجد :

$$\frac{E'_t}{E'_i} = \frac{2 \cos i \sin r}{\sin i \cos i + \sin r \cos r} = \frac{2 \cos i \sin r}{\frac{1}{2}(\sin 2i + \sin 2r)} \qquad [٢٦،٨]$$

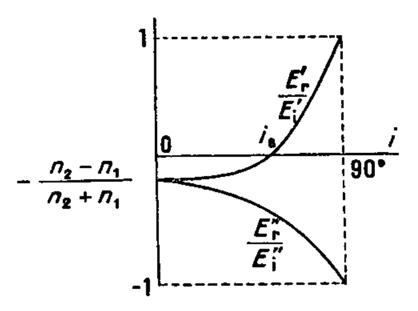
$$= \frac{2 \cos i \sin r}{\sin (i + r) \cos (i - r)}$$

ان الصيغ [٢٢،٨] و [٢٣،٨] و [٢٥،٨] و [٢٦،٨] هي صيغ فرنل الخاصة بالانعكاس الزجاجي[١] .

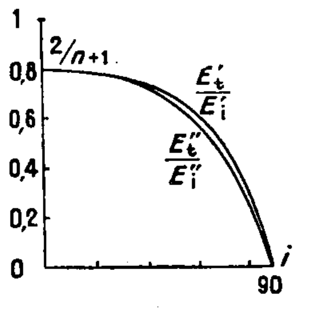
ويمثل الشكلان ٨ – ١٩ و ٨ – ٢٠ تغيرات هذه العبارات الاربع من اجل الانتقال من الهواء الى وسط شفاف قرينته $n = 1{,}51$.

---

(١) تاريخياً ، لم يتم الحصول على هــذه الصيغ في البداية للنظرية الكهرطيسية بل عن طريق آخر .

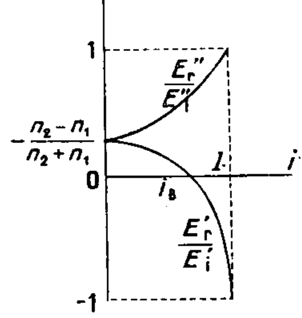


الشكل ٨–١٩ . – تغيرات $\frac{E'_r}{E'_i}$ و $\frac{E''_r}{E''_i}$ بدلالة i ، حالة $n_2>n_1$



الشكل ٨–٢٠ . – تغيرات E'_t/E'_i و E''_t/E''_i بدلالة i ، حالة $n_2>n_1$

ويمثل الشكل ٨ – ٢١ تغير $\frac{E'_r}{E'_i}$ و $\frac{E''_r}{E''_i}$ في حالة الانعكاس على الهواء من وسط قرينته $n = 1{,}51$.



الشكل ٨–٢١ . –تغيرات E'_r/E'_i و E''_r/E''_i بدلالة i ، حالة $n_2<n_1$

٨ ـ ٧ . — مناقشة صيغ فرنل :

أ) إن لعوامل الانعكاس والنفوذ المحسوبة بفضل صيغ فرنل القيمة نفسها ، عندما نبادل في آن واحد بين n_1 و n_2 وبين i و r ، نظراً لكون هذه الصيغ متناظرة بالنسبة إلى i و r ، وهذا ما يتفق مع التجربة (الفقرة ٨ - ٣ ج) .

وبصورة خاصة ، يكون للصيغة [٨،٩] العبارة التالية :

$$\rho_n = \frac{1}{2}(\rho' + \rho'')$$

$$= \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\mathrm{tg}^2(i-r)}{\mathrm{tg}^2(i+r)}\right] \qquad [٨،٢٧]$$

ويكون الجدول ٨ – ١ صالحاً ما دام الضوء يسقط من الهواء على الوسط

ذي القرينة n بزاوية ورودٍ i ، أو من هـذا الوسط على الهواء بزاوية ورودٍ r مقابلة للزاوية i .

وعندما $i = 0$ ، تأخذ العلاقتان [٢٢،٨] و [٢٥،٨] صيغة عدم التعيين $\frac{\text{صفر}}{\text{صفر}}$. ولكن عندما تكون i صغيرة ، يمكن إلباس القوس بالجيب وبالظل ، وكتابة قانون الانكسار بالشكل $i = nr$. ويُرى أنه يكون لدينا حينئذ :

$$\sqrt{\rho'} - \sqrt{\rho''} = \frac{i - r}{i + r} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \qquad [٢٨،٨]$$

وهي قيمة تتفق تمام الاتفاق مع [٣،٨] . إن اختلاف الاشارة بين سعات الاهتزازات التي تعالج، في حالة الورود الناظمي، بالطريقة نفسها عند الانعكاس (بسبب التناظر) ، ناجم عن الاتجاه الذي اختير للمتجهات E في الشكل ٨– ٦:
فعندما $i = 0$ ، تقع المتجهتان E'_i و E'_r ، في هذا الشكل، إحداهما على امتداد الأخرى ، وذلك متفق مع التجربة (الشكل ٨ – ٨) ،بينما تأتي المتجهتان E''_i و E''_r فوق بعضها ، في حين أن التجربة تدل على أنهما متعـاكستان (الشكل ٨ – ٧) ، ومن هنا أتت الاشارة – .

وعندما $i = \frac{\pi}{2}$ ، يمكن أن يثبت بسهولة أن $\rho' - \rho'' = 1$.

ب) إن صيغ فرنل تسمح بأن تكتب الصيغة [٨،٨] ، التي تعطي سمت اهتزازة مستقيمة منعكسة بعد معرفة سمت الاهتزازة المستقيمة الواردة ، على الصورة التالية :

$$\operatorname{tg} \alpha_r = \frac{\cos\,(i-r)}{\cos\,(i+r)} \operatorname{tg} \alpha_i \qquad [٢٩،٨]$$

فعندما $i = 0$ ، يكون $\alpha_r = \alpha_i$ ؛ وعندما $i = \frac{\pi}{2}$ ، يكون $\alpha_r = -\alpha_i$

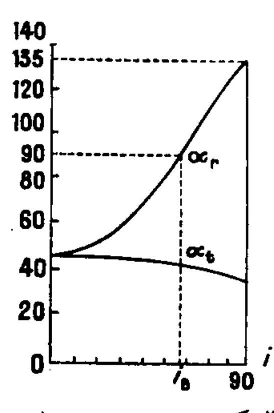
إن السمت α_t للاهتزازة النافذة ، الناجمة عن اهتزازة مستقيمة واردة α_i ، يعطى بصيغة مماثلة للصيغة [٨، ٧] :

$$\operatorname{tg} \alpha_t = \frac{E_t''}{E_t'} \operatorname{tg} \alpha_i$$

التي تسمح صيغ فرنل بتحويلها الى :

$$\operatorname{tg} \alpha_t = \cos (i - r) \operatorname{tg} \alpha_i \qquad [٨، ٣٠]$$

ويمثل الشكل ٨-٢٢ تغيرات α_r و α_t بدلالة زاوية الورود ، عندما $\alpha_i = \frac{\pi}{4}$ في حالة كون $\frac{n_2}{n_1} = 1{,}51$ (انظر الشكل ٨ - ٩)



الشكل ٨ - ٢٢ . - تغيرات α_r و α_t بدلالة i ، عندما $\alpha_i = \pi/4$.

ويمكن التحقق تجريبياً من صحة العلاقة [٨ ، ٣٠] باستعمال النفوذ من خلال صفيحة متوازية الوجهين . ونظراً لأن الزاويتين i و r هما نفسهما عند الدخول وعند الخروج وتدخلان في العلاقة بصورة متناظرة ، لان $\cos (i - r) = \cos (r - i)$، فإن السمت α_t' للاهتزازة التي تبرز من الصفيحةيعطى بالعلاقة التالية :

$$\operatorname{tg} \alpha_t' = \cos (i - r) \operatorname{tg} \alpha_t = \cos^2 (i - r) \operatorname{tg} \alpha_i \qquad [٨، ٣١]$$

-٥- توضع صفيحة متوازية الوجهين،مصنوعة من زجاج خال تماماً من التوترات بين نكولين متعامدين،وتسقط عليها ناظمياً حزمة متوازية منالضوء ، فينطفيء هذا الضوء ؛ ولكن اذا اميلت الصفيحة على منحى الحزمة ، فإن الضوء يعود الى

الظهور الا اذا كانت الاهتزازة واقعة في مستوى الورود ($\alpha_i = 0$) أو كانت عمودية على هذا المستوى ($\alpha_i = \frac{\pi}{2}$) . ويمكن اعادة انطفاء الضوء بادارة المحلل .

ج) إن درجة استقطاب الضوء الناجم عن انعكاس الضوء الطبيعي المعرّفة بالعلاقة [٨،١٠] ، يمكن التعبير عنها بما يلي :

$$\overline{\omega}_r = \frac{\rho'' - \rho'}{\rho'' + \rho'} = \frac{\cos^2(i - r) - \cos^2(i + r)}{\cos^2(i - r) + \cos^2(i + r)} \qquad [٨،٣٢]$$

وهي تنعدم عندما $i = 0$ ، $r = 0$ وعندما $i = \frac{\pi}{2}$ ، $r = l$.

٨ ـ ٨ . ـــ الاستقطاب بالانعكاس ، الورود البروستري :

إن الاستقطاب المستقيم بالانعكاس ، المشار إليه في الجزء الرابع ، ٢ - ٩، تنبىء به صيغ فرنل . ويمكن للنسبة [٨،٢٥] أن تنعدم إذا كان $\mathrm{tg}(i + r)$ يساوي ∞ مع بقاء $\mathrm{tg}(i - r)$ محدود القيمة . لتكن r_B و r_B القيمتين الموافقتين الى i و r ؛ حيث i_B هي زاوية بروستر . فيكون :

$$i_B + r_B = \frac{\pi}{2} \qquad [٨،٣٢ \text{ مكرر}]$$

إن الشعاع المنعكس يكون عمودياً على الشعاع المنكسر في حالة الورود البروستري . ويعطي قانون الانكسار

$$n_1 \sin i_B = n_2 \sin r_B = n_2 \cos i_B$$

ومنه :

$$\mathrm{tg}\, i_B = \frac{n_2}{n_1} \qquad [٨،٣٣]$$

وعندما $n_1 = 1$ و $n_2 = 1,51$ ، تكون قيمة i_B المحسوبة والتي تساوي $56° \; 29'$ على اتفاق جيد مع القيمة المقيسة .

ولما كانت الاهتزازة الاصلية E'_i لا تنعكس في حالة الورود البروستري ، فإنه ينتج أنه إذا سقطت حزمة من الضوء الطبيعي على مرآة مصنوعة من مادة زجاجية بورود بروستري ، فإن الحزمة المنعكسة تكون مستقطبة استقطاباً مستقيماً ، ويكون منحى الاهتزازة فيها ناظمياً على مستوى الورود (الجزء الرابع ، ٢ - ٩) . إن العلاقة [٨،٣٢] تعطي تماماً $\varpi_r = 1$ عندما $i + r = \frac{\pi}{2}$.

الشكل ٨ - ٢٣ . ايجاد زاوية الورود البروستري

-٥- يجعل منبع S ذو أبعاد صغيرة (الشكل ٨ - ٢٣) على ارتفاع معروف فوق سطح الماء $(n = 1,33)$ الموجود في كأس صغيرة R_1 . ويفتش بالتلمّس بتنقيل R_1 ، عن وضع الورود (٥٣°) الذي يمكن عنده إطفاء الحزمة المنعكسة بمحلل N_1 . وتجرى التجربة ذاتها باستعمال النفتالين وحيد البروم ($n=1,62$) أو محلول مركز من أيود زئبقات البوتاسيوم $(n = 1,73)$ فيحصل على وضع لـ R_2 يوافق وروداً مختلفاً اختلافاً واضحاً (٥٨° في الحالة الاولى و ٦٠° في الثانية). وهكذا يمكن قياس $\mathrm{tg}\, i_B$ قياساً تقريبياً .

إن الصيغة [٨و٢٥] تدل على أن E'_r تغير اشارتها بانعدامها عندما $i = i_B$ ، وهذا ما يفسر تغير الطور الذي يبينه الشكل ٨ - ١٠ .

وتدخل القرينة في النتائج التي تُستنتج من صيغ فرنل ؛ ولكنها تختلف قليلاً جداً مع طول الموجة ، بحيث ان جميع ألوان الضوء الابيض يصيبها

نفس المصير تقريباً . والورود البروستري بصورة خاصة يكاد يكون مستقلاً عن اللون .

- ٥– وينتج أيضاً أنه اذا كان الضوء الوارد أبيض اللون ، فإن الضوء المنعكس والضوء البارز يكونان أيضاً أبيضي اللون ؛ حتى ولو استعملت صفيحة زجاجية ملونة (بالامتصاص) فان كلاً من الضوءين البارز والمنعكس يظل أبيض اللون .

ويستعمل الاستقطاب بالانعكاس في جهاز نورنبرغ Norrenberg (الجزء الرابع ، ١٤ – ٥) . على أن لهذا الاستقطاب محذوراً هو انه يحدث انحرافاً للأشعة غير مناسب ، كما يسبب ضياعاً كبيراً في التدفق . ويتبين من الشكل ٨ – ٤ ، انه يبقى بعد الانعكاس البروستري على الزجاج نحو ٠٫٨ من التدفق الوارد. ولهذا نبذت هذه الطريقة في الاستقطاب ، في الطيف المرئي وفي ما فوق البنفسجي وما تحت الاحمر القريبين من هذا الطيف ، واستعملت المقطبات ذات الانكسار المضاعف او ذات الالوان المتعددة (التلوانية) بدلاً من ذلك . ولكن الاستقطاب بالانعكاس لا زال يؤدي خدمات في ما فوق البنفسجي وما تحت الاحمر البعيدين عن الطيف المرئي ، حيث يمتنع استعمال البلورات ذات الانكسار المضاعف بسبب الامتصاص . ويستعمل ، في حالة الاطوال الموجية التي تزيد عن ٣ مكرونات بصورة خاصة ، مواد كالسيلينيوم والجرمانيوم التي تتمتع بقرينة انكسار عالية ، وبالتالي بعامل انعكاس اكبر من عامل انعكاس الاجسام الشفافة في الضوء المرئي .

هذا ويمكن إثبات وجود زاوية بروستر في حالة الامواج الهرتزية وذلك بجعلها تنعكس على سطح جسم عازل كالكبريت .

٨ ـ ٩ . — الاستقطاب بالانكسار :

أ) يلاحظ في الشكل ٨ – ٢٠ أن شدة كل من الاهتزازتين الاصليتين

النافذتين تتناقص بانتظام عندما تزداد زاوية الورود ، دون ان تنعدم أي منها وحدها. فالضوء النافذ إذن لا يكون أبداً مستقطباً استقطاباً تاماً ، وليس هناك بوجه خاص أي ميزة للورود البروستري .

ويُعبر عن النسبة بين عاملي النفوذ τ'' (من أجل E'') و τ' (من أجل E') بالعبارة التالية :

$$\frac{E_t''^2}{E_t'^2} = \cos^2 (i - r) \qquad [٨،٣٤]$$

وتكون قيمة درجة استقطاب الضوء النافذ مساوية :

$$\overline{\omega}_t = \frac{\tau'^2 - \tau''^2}{\tau'^2 + \tau''^2} = \frac{1 - \cos^2 (i - r)}{1 + \cos^2 (i - r)} \qquad [٨،٣٥]$$

وتنعدم $\overline{\omega}_t$ عندما $i = 0$ ، وتزداد باستمرار مع i حتى تصل القيمة $\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + n_1^2}$ عندما $i = 90°$, $\sin r = \frac{n_1}{n_2}$. ولكن شدة الضوء النافذ الكلية تتناقص في الوقت نفسه وتنعدم عندما $i = 90°$ (الشكل ٨ - ٢٠) .

ب) ومع ذلك يمكن تحقيق مقطبات يستفاد منها عملياً ، وذلك بإمرار الضوء الطبيعي بورود مائل من خلال مجموعة من صفائح رقيقة شفافة ذات أوجه مستوية ومتوازية تفصل بينها طبقات من الهواء . فبعد اختراق صفيحة واحدة تكون النسبة بين شدتي الاهتزازتين الاصليتين مساوية :

$$\left(\frac{E_t''}{E_t'}\right)^4 = \cos^4 (i - r)$$

وباستعمال الورود البروستري يكون :

$$\left(\frac{E_t''}{E_t'}\right)^4 = \sin^4 2\, i_B = \left(\frac{2\, n}{n^2 + 1}\right)^4$$

فعندما $n = 1{,}51$ ، تكون قيمة العبارة السابقة مساوية ٠،٧٢٥ ، وبعد

اختراق خمس صفـــائح تصبح نسبة الشدتين (٠٫٧٢٥)° = ٠٫٢٠ ودرجة الاستقطاب ٠٫٦٦ . ويمكن اثبـات أن الورود البروستري هو الاكثر فائدة من حيث أنه يعطى أعلى قيمة لنسبة النفوذ من أجل إضعـــافٍ معين للتدفق الوارد . وتكون الاهتزازة السائدة في الضوء النافذ واقعة في مستوى الورود .

- ٥ - يمكن إظهار المفعول المقطب لمجموعة من الالواح الزجاجية L بتنضيد نحو عشرٍ من ساترات الجسم بعضهـا فوق بعض (المجلد الرابع ، ٢٠ - ١) وإلحاقها بمحلل A (الشكل ٨ - ٢٤) .

إن الاستقطاب بالانكسار لا يغير من منحى الحزمة الواردة ، ولكنه يضعفها كثيراً . ولم تعد هـذه الطريقة تتبـع إطلاقـاً في الضوء المرئي ، وإنما تستعمل في ما تحت الاحمر مع صفائح من كلور الفضة. ويمكن إظهـــار الاستقطـاب بالانكسار في حالة الامواج الهرتزية باستعمال ركام من صفائح البارافين .

S L A

الشكل ٨ - ٢٤ . الاستقطاب بمجموعة الالواح

ويمكن استخدام الاستقطاب الناجم عن اختراق صفيحةٍ ما لقياس درجـة استقطاب حزمة ضوئية : تجعل حزمة الضوء هذه تخترق صفيحة يغير ميلها حتى تصبح المركبتان الاصليتان في الضوء البارز متساويتين . وتستنتج النسبة $\overline{\omega}$ من زاوية الميل . ويسمى الجهاز **كاشف الاستقطاب** .

٨ - ١٠ . — نظرية الانعكاس الكلي . متوازي المستطيلات لفرينل .

أ) لنسع في ان نثبت نظرياً النتـائج التجريبية المبينة في الفقرة ٨ - ٣. يبدو لأول وهـــلة ، أن صيغ فرنل لا يمكن استعمالهـا بعد الانعكاس

الكلي . وبالفعل فإن قانون الانكسار يعطى عندما $i > l$ قيما لـ $\sin r$ تزيد عن الواحد ، وهي قيم لا تقابلها أية زاوية r . ومع ذلك لنحتفظ بـ $\sin r$ في صيغ فرنل . إن الكمية $\cos r = \sqrt{1 - \sin^2 r}$ هي الجذر التربيعي لكمية سالبة ، فهي إذن وهمية ويمكن كتابتها كما يلي :

$$\cos r = \pm \mathrm{j} \sqrt{\sin^2 r - 1} = \pm \mathrm{j} \sqrt{\frac{n_1^2 \sin^2 i}{n_2^2} - 1} \quad (\mathrm{j} = \sqrt{-1}) \qquad [٨،٣٦]$$

وسوف نرى في الفقرة ٨ – ١٢ ، أن من المناسب اختيار الجذر السالب . وفي ظل هذه الشروط ، تصبح الصيغتان [٨،٢٤] و [٨،٢٥] على الترتيب كما يلي ، وذلك بوضع $n = \frac{n_2}{n_1}$:

$$\mathbf{E}_r'' = \frac{n_1 \cos i - n_2 \cos r}{n_1 \cos i + n_2 \cos r} E_i'' = \frac{\cos i + \mathrm{j} \sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\cos i - \mathrm{j} \sqrt{\sin^2 i - n^2}} E_i'' \qquad [٨،٣٧]$$

$$\mathbf{E}_r' = \frac{n_2 \cos i - n_1 \cos r}{n_2 \cos i + n_1 \cos r} E_i' = \frac{n^2 \cos i + \mathrm{j} \sqrt{\sin^2 i - n^2}}{n^2 \cos i - \mathrm{j} \sqrt{\sin^2 i - n^2}} E_i' \qquad [٨،٣٨]$$

إذن فمركبتا الاهتزازتين الاصليتين المنعكستين فيما بعد الزاوية الحرجة هما مقداران عقديان . وهذا يعني ، كما هو معروف (الجزء السابع ، ٢ - ٧) أنهما فيهما بالنسبة للاهتزازتين الواردتين E_i'' و E_i' فرقاً في الطور معيناً، وأنه يمكن كتابة :

$$\mathbf{E}_r'' = K'' E_i'' \exp(-\mathrm{j}\,\varphi'') \quad و \quad \mathbf{E}_r' = K' E_i' \exp(-\mathrm{j}\,\varphi')$$

لنلاحظ أن للنسبتين $\frac{E_r''}{E_i''}$ و $\frac{E_r'}{E_i'}$ الشكل $\frac{A + \mathrm{j} B}{A - \mathrm{j} B}$ ، حيث الصورة والمخرج مقداران عقديان متزاوجان. ولهذين المقدارين نفس الطويلة $\sqrt{A^2 + B^2}$ ، بحيث أن حاصل قسمة الطويلتين يساوي الواحد : فهناك تماماً انعكاس كلي . ويكون لدينا :

$$\mathbf{E}''_r = E''_i \exp(-\mathrm{j}\,\varphi''). \quad \mathbf{E}'_r = E'_i \exp(-\mathrm{j}\,\varphi')$$

ويكون دليل $A + \mathrm{j}\,B$ هو $\exp(\mathrm{j}\,\alpha)$ حيث $\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{B}{A}$. أمـــا دليل $\frac{A + \mathrm{j}\,B}{A - \mathrm{j}\,B}$ فهو $\exp(2\,\mathrm{j}\,\alpha)$ ؛ فينتج من ذلك أن فرقي الطور : $\varphi' = 2\,\alpha'$ و $\varphi'' = 2\,\alpha''$ ، حيث :

$$\mathrm{tg}\,\frac{\varphi''}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\cos i}, \qquad \mathrm{tg}\,\frac{\varphi'}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{n^2 \cos i} \qquad [٣٩،٨]$$

ويكون بين الاهتزازتين الاصليتين المنعكستين انعكاساً كلياً فرق في الطور $\varphi = \varphi' - \varphi''$ يعطى بالعلاقة :

$$\mathrm{tg}\,\frac{(\varphi' - \varphi'')}{2} = \mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2} = \mathrm{tg}\,\frac{\mathrm{tg}\,\varphi' - \mathrm{tg}\,\varphi''}{1 + \mathrm{tg}\,\varphi'\,\mathrm{tg}\,\varphi''} = \frac{\cos i\,\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\sin^2 i} \quad [٤٠،٨]$$

وتنعدم φ عندما $\sin i = \frac{n_2}{n_1}$ ، أي $\hat{i} = \hat{l}$ ، وعندمـــا $\cos i = 0$ ، أي $i = \frac{\pi}{2}$. ويمر φ بنهاية عظمى عندما $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,i}\,\mathrm{tg}\left(\frac{\varphi}{2}\right) = 0$ ، أي من أجل زاوية ورود معطاة بالعلاقة $\sin^2 i_m = \frac{2\,n^2}{1 + n^2}$

وقيمة هذه النهاية العظمى تساوي :

$$\mathrm{tg}\,\frac{\varphi_m}{2} = \frac{1 - n^2}{2\,n} \qquad [٤١،٨]$$

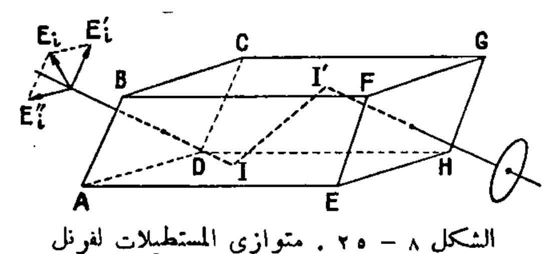
إن لتغير φ بدلالة i المظهر الذي يبينه الشكل ٨ - ١٣ تمامـاً ، وذلك فيما بعد الزاوية الحرجة . وتعترض التحقيق التجريبي الكمي الصعوبات المشار اليها في الفقرة ٨ - ١ ب .

ب) متوازي المستطيلات لفرنل .

إن هذا الجهاز تطبيق للصيغ السابقة. فعندما $n = 1{,}51$ ، نجد $i_m = 51°\,20'$

و $52' 45° - 180° = 134° 8' = \varphi_m$. إن قيمتي i المساويتين على التوالي $48° 37'$ و $54° 37'$ توافقـــان فرقاً في الطور يساوي ٤٥° بين الاهتزازتين الاصليتين المنعكستين انعكاساً كلياً .

يصنع متوازي المستطيلات لفرنل من مادة شفافة متماثلة المناحي ABCDEFGH (الشكل ٨ - ٢٥) ؛ فاذا كان مصنوعاً من الزجاج السابق الذكر ، كانت الزاوية $\widehat{BAE} = 54° 37'$. إن الحزمة الضوئيـــة



الشكل ٨ - ٢٥ . متوازي المستطيلات لفرنل

المتوازية التي تسقط ناظمياً على الوجه ABCD تعـاني أول انعكاس كلي عند I على الوجه AEHD ثم انعكاساً كلياً ثانياً عند 'I على الوجه BFGC الموازي للوجه السابق ، ثم تبرز ناظمياً من الوجه EFGH . فاذا كانت الحزمة الواردة مستقطبة استقطاباً مستقيماً بحيث تصنع اهتزازتها E_i زاوية $\alpha_i = 45°$ مع مستوي الورود (الذي هو مستوي تناظر متوازي المستطيلات) ، فإن المركبتين E' و E'' تكونان متساويتين ، ويكون بينهما لدى بروزهما من الجهاز فرق في الطور φ يساوي ٢ × ٤٥° = ٩٠° بعد انعكاسين : فالاهتزاز البارزة هي اهتزازة دائرية (الفقرة ٧ - ٣ و) ، كما لو أن الاهتزازة الواردة اخترقت صفيحة ربع موجية ، خطهـا المعتدل ذو القرينة الصغرى يوازي مستوى تنـاظر متوازي المستطيلات .

ويستعمل هذا الجهاز للحصول على ضوء مستقطب استقطاباً دائرياً ، وهو يصنع في حالة ما فوق البنفسجي من السيليس المنصهر . ومحذوره أنه يُحدث انزياحاً في الحزمة الواردة ، وميزته أنه أفضل كثيراً من الصفائح البلورية من حيث وحدانية اللون .

٨ ـ ١١ . ـــ الموجات المتلاشية .

قد يبدو أن الوسط الثاني ، في حالة الانعكاس الكلي ، لا تخترقه الموجات الضوئية التي ترتد بكليتها الى الوسط الاول . ولكن الأمر ليس كذلك إطلاقاً : فوفقاً للعلاقة [٨،٣٩] ، يختلف فرق الطور بين الموجة الواردة والموجـــة المنعكسة عن π بوجه عـــام ، ولا يكون لدينا $E_r = -E_i$ في كل لحظة من الزمن . فهناك إذن وفقاً للعلاقة [٨،١١] ، موجة نافذة ، ولكنا سنرى أنهـا ذات طبيعة خاصة .

يمكن تمثيل موجة مستوية ساقطة على السطح Σ (الشكل ٨ ٦) بزاوية ورود i بالعبارة العقدية التالية (انظر الجزء السابع ، ٩ – ٣ و ٩ – ١٢) :

$$\mathbf{E}_i = E_{mi} \exp\left[-\mathrm{j}\,\frac{\omega}{c_1}\,(y \sin i + z \cos i)\right] \qquad [٨،٤٢]$$

آخذين بعين الحسبان التأخر العـــائد الى الانتشار بالسرعة c_1 على طول مسار شعاع مركبتاه هما y و z . وتمثل الموجة المنكسرة ، في حـالة كون $\hat{r}$ زاوية حقيقية ، بالعبارة التالية :

$$\mathbf{E}_i = E_{mi} \exp\left[-\mathrm{j}\,\frac{\omega}{c_2}\,(y \sin r + z \cos r)\right] \qquad [٨،٤٣]$$

لندخل في هـذه العبارة الاخيرة القيمة $\sin r = \dfrac{\sin i}{n}$ وقيمة $\cos r$ المعطاة بالعلاقة [٨،٣٦] عندما يكون الانعكاس كلياً ، فينتج :

$$\mathbf{E}_t = E_0 \exp\left[-\mathrm{j}\,\frac{\omega}{c_2}\left(\frac{y \sin i}{n} \pm \mathrm{j}\, z \sqrt{\frac{\sin^2 i}{n^2} - 1}\right)\right]$$

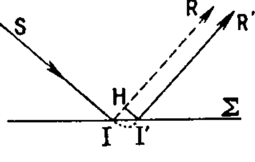
أو :

$$\mathbf{E}_t = E_0 \exp\left[-\mathrm{j}\,\omega\,\frac{x \sin i}{n c_2}\right] \exp\left[\pm \frac{\omega z}{c^2} \sqrt{\frac{\sin^2 i}{n^2} - 1}\right] \qquad [٨،٤٤]$$

إن الحد الأسي الاول الوهمي يمثل عامل طور الموجة . أمـا الحد الأسي الثاني ، وهو حقيقي ، فيمثل تزايد السعة أو تناقصها . وواضح أنه لا يمكن أن يكون ذلك إلا تناقصاً ، وينبغي اختيار الاشارة - في العبارة [٨،٣٦] .

إن للموجة الممثلة بالعبارة [٨و٤٤] مستويات سـعة ثابتة (ثابت $= z$) موازية للسطح الفاصل Σ ، ومستويات طور ثابت (ثابت $= y$) عمودية على Σ. وهذه المستويات لا ينطبق بعضها على بعض ، والامر هنا يتعلق بموجة خـاصة جداً تسمى **الموجة المتلاشية** .

عندما $\sin i = n$ ، أي عندمـا تساوي زاوية الورود الزاوية الحرجة l ، ينعدم الحـد الأسي الحقيقي : وتنتشر الموجة النافـذة كموجة عادية موازية للسطح Σ . فهذا السطح يقوم بدور دليل الموجة (الجزء السابع ، ٩ — ١٢) . وحين تصبح زاوية الورود أكبر من l ، تخترق الموجة الوسط الثاني وتعود إلى الاول .



الشكل ٨-٢٥ . مكرر
الانعكاس الكلي

-٥- لقد أمكن التحقق ، باستعمال حزمة ضيقة جداً من الاشعة ، أن الانعكاس الكلي لشعاع وارد SI (الشكل ٨ - ٢٥ مكرر) لا يتم وفق IR بل وفق I'R' ، الموازي إلى IR والواقع على بعدٍ منه I'H يزداد في وقت واحد مع عمق الاختراق . وهذا العمق ضئيل دائماً. فبعد مسارٍ يساوي :

$$z = \frac{c_2}{\omega\sqrt{\frac{\sin^2 i}{n^2} - 1}} = \frac{\lambda_2}{2\pi\sqrt{\frac{\sin^2 i}{n^2} - 1}} \qquad [٨،٤٥]$$

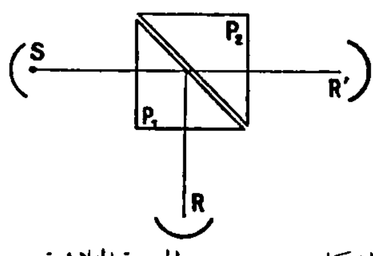
والذي هو إذن من مرتبة طول الموجة λ_0 ، تنقص السعة إلى $\frac{1}{e}$ من قيمتها .

-٥- ويمكن اثبات اختراق الموجة هذا الى الوسط الثـــاني بالتجربة التالية :

يلصق موشوران زجاجيان قائمان من وجهيهما الوتريين (الشكل ٨ - ٢٦) ، اللذين يكون أحدهما P_1 مستوياً والآخر P_2 كروياً نصف قطر انحنائه كبير. تسقط حزمة متوازية من الضوء ناظمياً على AB . فالناظر الواقع عند O يلاحظ قرصاً مضاءً اضاءة شديدة يوافق الجزء المركزي من سطح التماس بين الموشورين ؛ ويكون القرص محاطاً بحلقة أقل منه إضاءة ، وهي توافق المنطقة التي تكون فيها طبقة الهواء الفاصلة بين الموشورين من الرقة بحيث يظل للموجة الواصلة الى الموشور P_2 سعة محسوسة ، فتنتشر فيها كأنها موجة عادية . وقد وجد أن هذا الثخن يبلغ عدداً صغيراً من أطوال الموجة . ولكن لما كانت الصيغة [٤٥،٨] تدل على أن z تزداد بازدياد λ_2 ، فإن الحلقة في التجربة السابقة تظهر مائلة الى الحمرة بالنفوذ ومائلة الى الزرقة بالانعكاس .

الشكل ٨-٢٦
الموجة المتلاشية

-٥- يمكن تحقيق التجربة بسهولة باستعمال موشورين قائمين كبيرين من البارافين وحزمة متوازية من الموجات الهرتزية التي يبلغ طول موجتها بضعة ديسمترات ، ويجعل المرسل S والمستقبل R كما هو مبين في الشكل ٨ - ٢٧ ، ويقرّب الموشور P_2 بحيث يصبح وجهه الوتري موازياً للوجه الوتري في الموشور P_1 . فمن أجل مسافة تبلغ بضعة سنتمترات تضعف استجابة المستقبل R كثيراً ، ويُظهر المستقبل الموضوع في R′ أن الموجة قد برزت من الموشور P_2 .



الشكل ٨-٢٧ ٠- الموجة المتلاشية
(حالة الامواج الهرتزية)

وقد لاقت التجارب من هذا النوع بعض التطبيقات ، فبتغيير ثخن طبقة

الهواء الفاصلة المتوازية الوجهين ، يمكن تعديل وتكييف شدة ما ينفذ من ما تحت الاحمر وبذلك يتم إرسال الاشارات . ومن جهة أخرى ، فإن صفيحة هوائية ذات ثخن معين ترسل الشعاعات على نحو افضل كلما كبُر طول موجتها، كما رأينا فيما سبق : وقد استفيد من هذه الخاصة للفصل بين الشعاعات المختلفة في إشعاع ما تحت الاحمر .

وهناك بعض اجهزة إضاءة ما فوق المجهرية (الجزء الرابع ، ٢٠ - ٨) مبنية على أساس الانعكاس الكلي من الزجاج على الهواء . فالجسيمات الموضوعة على سطح الزجاج تعرج الضوء الذي يخترق الزجاج الى الهواء[١] .

ب : الانعكاس على الاوساط الماصة المتماثلة المناحي (الانعكاس المعدني)

إن الاعتبارات التالية تتعلق بالانعكاس على سطح جسم ، كالمعدن مثلاً ، يمتص من الضوء ما يكفي لأن يجعل عمق ما يخترقه من الجسم لا يتجاوز كسراً من طول الموجة (الفقرة ٨-١١) .

٨ـ ١٢ . — النتائج التجريبية :

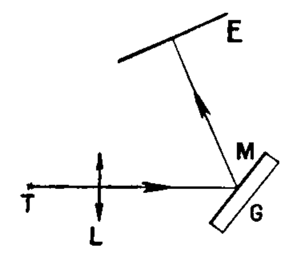
إن المقارنة بين التدفق المنعكس والتدفق الوارد بقياس شدة الضوء ، وتحليل الاهتزازة المنعكسة يؤديان ، إذا أُجريا كما ذكرنا في الفقرة ٨ - ١ الى النتائج التالية :

---

(١) لن نعالج انعكاس الضوء على الاوساط غير المتماثلة المناحي . ولنقتصر على الاشارة الى أنه ، حتى في الورود الناظمي ، يمكن أن يتوقف عامل الانعكاس على سمت الاهتزازة، فيما اذا كان السطح العاكس سطح بلورة ثنائية المحور ، أو سطح بلورة أحادية المحور غير عمودي على المحور الضوئي (انظر الشكل ١١-١٧) .

أ ـ في حالة الورود الناظمي يكون عامل الانعكاس في المعادن اكبر كثيراً من عامل الانعكاس في الاجسام الشفافة . وهو يتناهى الى الواحد ، كما هو الامر في الاجسام الشفافة ، عندما يصبح الورود مماسياً .

ـ ٥ ـ تكوّن العدسة L على حاجز خيال الثقب T المضاء بضوء طبيعي ، بعد الانعكاس على لوح زجاجي G غُطي نصفه بطبقة M من الفضة او الالمنيوم (الشكل ٨ـ٢٨) . فحين يزاح اللوح G في مستويه ، نحصل بالتوالي على الخيال الذي يعكسه الزجاج أو الذي يعكسه المعدن. وتكون استنارتا الخيالين مختلفين اختلافاً كبيراً عندما يكون الورود على G قريباً من الناظمي؛ ويتضاءل هـذا الاختلاف عند زوايا الورود الكبيرة .



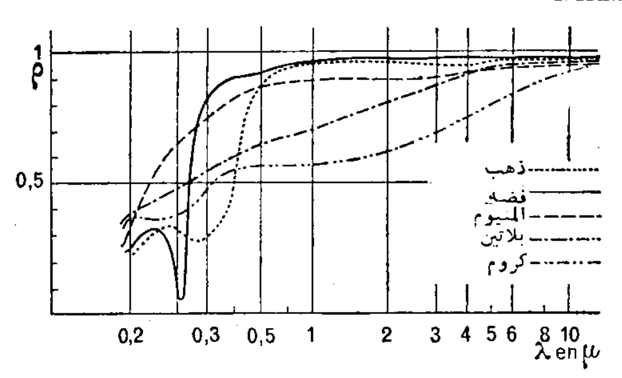
الشكل ٨ ـ ٢٨ .
المقارنة بين الانعكاس الزجاجي والانعكاس المعدني

ب) يختلف عامل الانعكاس من اجل معدن معين، باختلاف طول الموجة . فعندما يكون الاختلاف كبيراً في الطيف المرئي ، يكون المعدن ملوناً (كالنحاس والذهب) ، ولكن حتى ولو لم يكن المعدن ملوناً ظاهرياً ، فإن اللون يبدو بعد بضعة انعكاسات .

ـ ٥ ـ إذا نظر الى خيال نقطة مضيئة بيضاء في مرآتين فضيتين متوازيتين ، ظهر هذا الخيال بلون أحمر واضح . ويحدث مثل ذلك عندما يُنظر الى الخيال الناجم عن انعكاسات متعددة على وجهي لوح زجاجي فُضّض أحدهما .

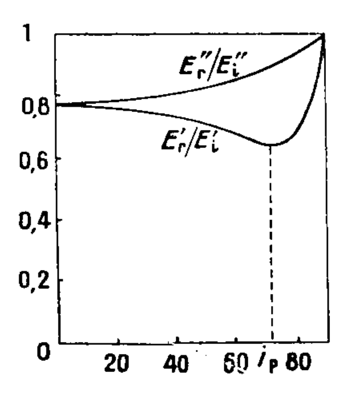
ويمثل الشكل ٨ ـ ٢٩ تغير عامل الانعكاس في معادن مختلفة بدلالة طول الموجة وذلك في حالة الورود الناظمي .

ج) في حالة الضوء المستقطب ، تزداد النسبة $\frac{E_r''}{E_i''}$ من أجل الاهتزازة الاصلية



الشكل ٨ - ٢٩ . – تغير عامل الانعكاس في معادن مختلفة ، في حالة الورود الناظمي ، بدلالة طول الموجة

العمودية على مستوى الورود ، ازدياداً منتظماً مع زاوية الورود كما هو الامر في الانعكاس الزجاجي (الشكل ٨ - ٣٠) ؛ أما النسبة $\frac{E'_r}{E'_i}$ فتمر بنهاية صغرى من أجل زاوية ورود i_p تسمى **زاوية الورود الاصلية** . ولكن هـــذه النهاية الصغرى ليست منعدمة كما هو الحال في الورود البروستري في الانعكاس الزجاجي . لذلك لا يمكن بالانعكاس المعدني الحصول على ضوء مستقطب استقطاباً مستقيماً ، وإنما على ضوء مستقطب جزئياً .

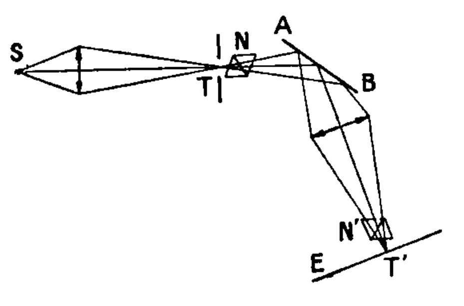


الشكل ٨ - ٣٠ - تغيرات E'_r/E'_i و E''_r/E''_i بدلالة i (الانعكاس المعدني) .

د) إذا كان الضوء الوارد مستقطباً استقطاباً مستقيماً فإن الضوء المنعكس لا يكون كذلك من أجل كل زوايا الورود إلا إذا كانت الاهتزازة الواردة موازية لمستوي الورود أو عمودية عليه . أمـــا من أجل السموت الاخرى α_i

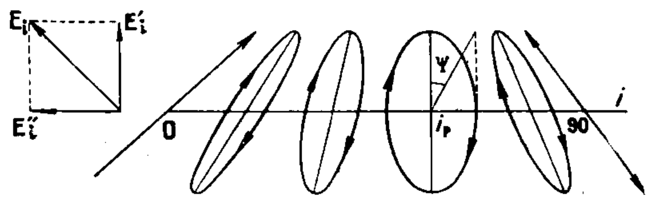
للاهتزازة الواردة ، فإن الاهتزازة المنعكسة لا تكون مستقيمة إلا في الورود الناظمي أو الورود المماسي ؛ وفيما بين ذلك تكون إهليلجية .

٥ - يرسل ثقب T الضوء على صفيحة زجاجية AB مغطاة بالبلاتين (الشكل ٨ - ٣١) ، وتكوّن عدسة مقربة ، تستقبل الضوء المنعكس على AB ، خيال T على الحاجز E . ويوضع نكولان N و 'N أحدهما قبل الصفيحة AB والآخر بعدها . فعندما تكون الاهتزازة الساقطة على AB عمودية على مستوى الورود أو واقعة فيه ، فإن النكول 'N يمكنه أن يطفىء الضوء المنعكس ،ولكن عندما يكون سمت الاهتزازة الواردة ذا قيمة ما ، فإن الضوء المنعكس يكون إهليلجياً ولا يمكن إطفاؤه . ولما كان الاستقطاب الاهليلجي ليس واحداً من أجل مختلف الشعاعات الوحيدة اللون ، فإن اللون يختلف قليلاً عندما يُدار النكول 'N .



الشكل ٨- ٣١ . دراسة حالة استقطاب الضوء المنعكس على معدن

ويبين الشكل ٨ - ٣٢ شكل الاهتزازة واتجاهها من أجل زوايا ورود

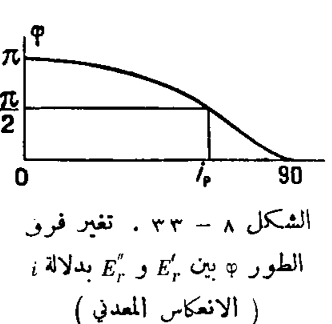


الشكل ٨-٣٢ . تغير اتجاه وشكل الاهتزاز المنعكسة على معدن ، بدلالة زاوية الورود (حالة $\alpha_i = \frac{\pi}{4}$)

مختلفة (انظر الشكل ٨ - ٩) . إن تجربة فينر التي تُجرى بمرآة معدنيـة في

حالة الامواج الضوئية (الجزء الرابع ، ١٢ - ١٠)أو في حالة الامواج الهرتزية (الجزء السابع ، ٩ - ٩) تدل على أن الاهتزازة المنعكسة ، عندما يكون الورود ناظمياً ، تكون متعاكسة في الطور مع الاهتزازة الواردة ، أمـــا في حالة الورود الاصلي i_p . فإن محوري الاهتزازة الاهليلجية ، يكون أحدهما في مستوى الورود والآخر عمودياً عليه .

هـ) ينتج من الشكل ٨ - ٣٢ أن فرق الطور φ بين المركبتين الاصليتين المنعكستين يمر باطراد من π إلى الصفر عندما تزداد زاوية الورود من الصفر إلى $\frac{\pi}{2}$، دون أن يظهر تغيراً مفاجئاً كما هو الأمر في الأجسام الشفافة عند الورود البروستري (الشكل ٨ - ٣٣ ، للمقابلة مع الشكل ٨ - ١٠) . ويكون $\varphi = \frac{\pi}{2}$ عند الورود



الشكل ٨ - ٣٣ . تغير فرق الطور φ بين E'_r و E''_r بدلالة i (الانعكاس المعدني)

الاصلي . إذن يمكن الحصول على ضوء منعكس دائري بإعطاء الاهتزازة الواردة بزاوية الورود الاصلية سمتاً α_i (مختلفاً عن ٤٥°) بحيث تكون للاهتزازتين الاصليتين المنعكستين سعتان متساويتان . ولكن هذه الطريقة غير متبعة لأن زاوية الورود الاصلي تختلف كثيراً باختلاف طول الموجة .

٨ - ١٣ . ـــ النظرية الكهرطيسية في الانعكاس المعدني . حالة الورود الناظمي :

أ) يتميز الوسط الماص للأمواج الكهرطيسية (الجزء السابع ، ٩ - ٦) بقرينة انكساره n وقرينة امتصاصه k اللتين يمكن جمعهما في قرينة انكسار عقدية :

$$\mathbf{n} = n - \mathrm{j}k \qquad [٤٦،٨]$$

ونحصل على النظرية الكهرطيسية للانعكاس المعدني بأن نضع مكان قرينة انكسار الاوساط الشفافة قرينة الانكسار العقدية السابقة [١] . لنتذكر أن امتصاص المعادن يرتبط بناقليتها الكهربائية الكبيرة γ . فلدينا (الجزء السابع، الصيغة [٣٣،٩]) :

$$nk = \frac{\gamma}{2\,\omega\,\varepsilon_0}$$

حيث ω هو نبض الموجة (تواترها الزاوي) .

ففي حالة الورود الناظمي ، نضع مكان الصيغة [٢٨،٨] الصيغة التالية :

$$\frac{\mathbf{E}_r}{\mathbf{E}_i} = -\frac{\mathbf{n}-1}{\mathbf{n}+1} = \frac{n - \mathrm{j}k - 1}{n - \mathrm{j}k + 1} \qquad [٤٧،٨]$$

بفرض $n = \frac{n_2}{n_1}$.

ب) إن النسبة [٤٧،٨] كمية عقدية يمكن كتابتها بالشكل : $\sqrt{\rho}\,\exp(-\mathrm{j}\varphi_n)$ ، حيث يدل ρ على طويلتها ، أي نسبة السعتين الحقيقتين :

$$\sqrt{\rho} = \frac{E_r}{E_i}$$

وحيث يدل φ على فرق طور E_r بالنسبة الى E_i . وللحصول على عامل الانعكاس ρ ، نضرب [٤٧،٨] بالكمية العقدية المترافقة (المزاوجة) معها ، فيكون :

$$\rho = \frac{(n - \mathrm{j}k - 1)}{(n - \mathrm{j}k + 1)}\frac{(n + \mathrm{j}k - 1)}{(n + \mathrm{j}k + 1)} = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \qquad [٤٨،٨]$$

---

(١) على الرغم من أن المعادن الحديدية المغناطيسية تتميز عن غيرها بالقيم العالية لنفوذيتها μ_r ، فان هذا الاختلاف الذي يدخل في معادلات مكسويل (الجزء السابع ، ٩ - ٦) ، لا أهمية له في حالة التواترات الضوئية التي هي من الكبر بحيث لا تظهر فيها ظواهر المغناطيسية الحديدية على نحو محسوس .

وللحصول على فرق الطور φ_n ، نضع [٨،٤٧] بالشكل $A + jB$

$$\frac{(n - jk - 1)}{(n - jk + 1)}\frac{(n + jk + 1)}{(n + jk + 1)} = \frac{n^2 + k^2 - 1}{(n + 1)^2 + k^2} - j\,\frac{2k}{(n + 1)^2 + k^2}$$

ونحسب $\operatorname{tg}\varphi_n = -\frac{B}{A}$ ، فنجد :

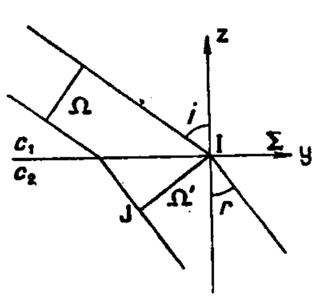
$$\operatorname{tg}\varphi_n = \frac{2k}{1 - n^2 - k^2} \qquad [٨،٤٩]$$

إن الصيغة [٨،٤٨] تدل على أن م يقترب من الواحد كلما أصبح k كبيراً بالنسبة إلى n : فعامل الانعكاس الكبير في الورود الناظمي له صلة وثيقة بامتصاص شديد، ولكن م تتوقف ايضاً على n .

وتعطي الصيغة [٨،٤٩] $\operatorname{tg}\varphi_n = 0$ عندما $k = 0$ ، أي أن φ_n يُساوي الصفر أو π كما سبق أن رأينا في الفقرة ٨ - ٢ . وعندما يكون k^2 كبيراً جداً ، ينتهي $\operatorname{tg}\varphi_n$ ايضاً الى الصفر ؛ وقد رأينا ان φ_n يساوي π حينئذ .

٨ - ١٤ . — حالة الورود المائل .

أ) لنبحث عن كثب في العلاقات بين الموجة المستوية الواردة Ω (الشكل ٨ - ٣٤) والموجة المنكسرة . إن Ω سطح الطور فيه واحد والسعة واحدة في آن واحد ، لأن الوسط الأول وسط شفاف . وترتبط بالسطح Ω السعة العقدية :



الشكل ٨ - ٣٤ . موجة واردة وموجة منكسرة (انعكاس معدني)

$$\mathbf{E}_i = E_{mi} \exp\left[-\frac{j\omega}{c_1}(y \sin i + z \cos i)\right] \qquad [٨،٥٠]$$

لتكن Ω' الموجة التي نحصل عليها بإنشاء هويغنس (الجزء الرابع ، ٢-٤)

والتي تمثل بالتالي ، سطحاً متساوي الطور في الوسط الثاني . يمكن أن نكتب :

$$\sin i = n' \sin r \qquad [٥١،٨]$$

حيث n' عدد حقيقي . ولكن Ω ليس سطحاً السعة فيه ثابتة ، على خلاف ما يحدث في الوسط الشفاف أو ما يحدث في وسط ماص عندما يكون الورود عليه ناظمياً . ففي هذه الحالة الاخيرة ، تكون للأعمدة الساقطة من Σ على Ω' في كل نقاطه الاطوال نفسها ، ويكون نقصان السعة بسبب الامتصاص واحداً . أما في حالة الورود المائل ، فإنه عندما يقع المستقيم من Ω' والذي أثره I (الشكل ٨ — ٣٤) في المستوى Σ ، فإن المستقيم الذي أثره J مثلاً ، يكون قد قطع وفق الشعاع الضوئي مساراً ما في الوسط الثاني ، وبذلك تنقص السعة على هذا المستقيم . ويمكننا أن نحاول أخذ هذا الامتصاص بعين الاعتبار بإدخال قرينة الامتصاص k' بالاضافة إلى قرينة الانكسار الحقيقية n' ، بحيث تكون للاهتزازة المنكسرة عبارة شبيهة بالعبارة [١٤،١]

$$\mathbf{E}_t = E_{mt} \exp \frac{j\omega}{c}[n' (y \sin r + z \cos r) - jk' z] \qquad [٥٢،٨]$$

وينبغي ان تحقق هذه العبارة معادلة انتشار الامواج [٢،١] ، ولكن ينبغي كذلك أن نتمكن من التعبير عن هذا الانتشار بواسطة القرينة العقدية [٤٦،٨] ، فبتعويض [٥٢،٨] في [٢،١] نجد العلاقة :

$$n'\sin^2 r + (n'\cos r - jk')^2 = \mathbf{n}^2 = (n - jk)^2$$

وبالمساواة بين الحدود الحقيقية في هذه العلاقة والمساواة بين الحدود الوهمية ، نحصل على ما يلي :

$$n'^2 - k'^2 = n^2 - k^2$$

و :

$$n'k' \cos r = nk,$$

وحين نحذف k' (أو n') بين هاتين المعادلتين ، نجد أن n' (أو k') تتوقف على الثابتين n و k وعلى الزاوية $\hat{r}$ أي على الزاوية $\hat{i}$. إن وجود قرينة انكسار متغيرة في وسط متماثل المناحي وماص ، يمكن التحقق منه تجريبياً بأن تقاس بطريقة الموشور قرينة الانكسار المعرفة بالعلاقة [٨،١٥] . وينبغي ان تكون الثخانات التي يجتازها الضوء ضئيلة جداً كي يبرز الضوء بشدة يمكن قياسها ؛ لذلك ينبغي ان تكون زاوية الموشور صغيرة جداً . ويمكن الحصول على مثل هذا الموشور بأن ترسب على الزجاج طبقة من المعدن على شكل قرنة ، إما بطريقة كيميائية أو بالتبخير (الجزء الرابع ، ٢٢ ـ ٥) . فالتجربة حينئذ تثبت تغير n' بتغير زاوية الورود (الشكل ٨ـ ٣٥) .

الشكل ٨ ـ ٣٥ . ـ تغيرات القرينة n' بدلالة زاوية الورود (حالة النحاس ، $\lambda = 0{,}65\mu$)

ب) لايجاد سعات الاهتزازات المنعكسة واطوارها ، يمكن تطبيق صيغ فرنل بأن بأن ندخل فيها القرينة العقدية $\mathbf{n}$. ولما كانت الاهتزازة المنعكسة إهليلجية ، فإنه يمكن أن نجعل مركبتيها E'_r و E''_r يقابلها العددان العقديان $\mathbf{E}'_r$ و $\mathbf{E}''_r$ ، اللذان تُظهر النسبة بينهما :

$$\frac{\mathbf{E}'_r}{\mathbf{E}''_r} = R \exp (j\varphi) \qquad [٨،٥٣]$$

الطويلة R وفرق الطور φ . ويكون لدينا من [٨،٢٢] و [٨،٢٥] :

$$R \exp (j\varphi) = \frac{\cos (i+r)\ \mathbf{E}'_i}{\cos (i-r)\ \mathbf{E}''_i}$$

أو :

$$\frac{1 + R \exp (j\,\varphi)}{1 - R \exp (j\,\varphi)} = \mathrm{tg}\, i\ \mathrm{tg}\, r \frac{\mathbf{E}_i}{\mathbf{E}''_i} \qquad [٨،٥٤]$$

وينتج من العلاقة :

$$\sin r = \frac{1}{n} \sin i$$

أن :

$$\cos r = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \sin^2 i}$$

وأن :

$$\operatorname{tg} r = \frac{\sin i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}$$

لنفترض ان الاهتزازة الواردة مستقطبة استقطابا مستقيما في السمت $a_i = 45°$ ، بحيث ان $E'_i = E''_i$. ان الصيغة [٨، ٥٤] تصبح :

$$\frac{1 + R \exp (j\varphi)}{1 - R \exp (j\varphi)} = \frac{\operatorname{tg} i \sin i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \qquad [٨، ٥٥]$$

وعندما تكون القرينة n وزاوية الورود $\hat{i}$ معروفتين ، يستنتج من هذه الصيغة عامل الانعكاس وشكل الاهتزازة المنعكسة ، وعندما $i = 0$ يكون φ مساويا الصفر او π ، لان العلاقة [٨، ٥٣] تبين ان $R \exp (j\varphi) = 1$ ، فيعرف ان $R = 1$. وعندما $i = \pi/2$ يكون $\operatorname{tg} i = \infty$ ، وتدل [٨، ٥٥] على أن $R \exp (j\varphi) = 1$. وينتج من هذا ان φ يساوي π او الصفر لان $R = 1$.

١٥ . — تعيين الثابتين الضوئيين n و k

يتم هذا التعيين بتحليل الضوء المنعكس عند الورود الاصلي i_p ، الذي يكون من أجله $\varphi = \frac{\pi}{2}$. ولما كان $\exp (j\varphi) = \cos \varphi + j \sin \varphi$ ، فان $\exp (j \frac{\pi}{2}) = j$ ، وتصبح العلاقة [٨، ٥٥] كما يلي :

$$\frac{1 + j R_p}{1 - j R_p} = \frac{\operatorname{tg} i_p \sin i_p}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i_p}}$$

ويعطي تحليل الاهتزازة الاهليلجية المنعكسة عند الورود الاصلي النسبة $R_p = \text{tg}\,\psi$ (الشكل ٨ – ٣٢) ، ذلك لأن محوري الاهليلج يتجهـــان وفق المحورين الاصليين . وعليه فإن :

$$\frac{1 + \text{j tg}\,\psi}{1 - \text{j tg}\,\psi} = \frac{\text{tg}\,l_p \sin i_p}{\sqrt{\mathbf{n}^2 - \sin^2 i}}$$

وفي كثير من الحالات ، يكون k كبيراً جـداً ويكون $\sin^2 i_p$ (الذي هو من مرتبة ٩و٠) مهملاً بالنسبة الى $n^2 + k^2$ ؛ ويمكن حينئذ كتابة :

$$\text{tg}\,i_p \sin i_p = \mathbf{n}\,\frac{1 + \text{j tg}\,\psi}{1 - \text{j tg}\,\psi} = (n - \text{j}k)\,\frac{(1 + \text{j tg}\,\psi)^2}{1 + \text{tg}^2\,\psi} \qquad [٨،٥٦]$$

ولما كان الحد الاول في هذه العلاقة حقيقياً ، فينبغي أن يكون الحد الثاني حقيقياً أيضاً ، وهذا يقضي بأن ينعدم الجزء الوهمي الصرف ، أي :

$$2\,n\,\text{tg}\,\psi + k\,\text{tg}^2\,\psi - k = 0$$

ومنه :

$$k = n\,\text{tg}\,2\,\psi \qquad [٨،٥٧]$$

لنكتب [٨،٥٦] على الصورة التالية :

$$\frac{\text{tg}\,i_p \sin i_p}{n - \text{j}\,k} = \frac{1 + \text{j tg}\,\psi}{1 - \text{j tg}\,\psi}$$

ولنضرب كل حد بالكمية المتزاوجة معه فنجد :

$$\frac{\text{tg}\,_p \sin i_p}{n - \text{j}k} \cdot \frac{\text{tg}\,i_p \sin i_p}{n + \text{j}k} = \frac{1 + \text{j tg}\,\psi}{1 - \text{j tg}\,\psi} \cdot \frac{1 - \text{j tg}\,\psi}{1 + \text{j tg}\,\psi}$$

ومنه :

$$\text{tg}\,i_p \sin i_p = \sqrt{n^2 + k^2}$$

وبأخذ [٥٧،٨] بعين الاعتبار :

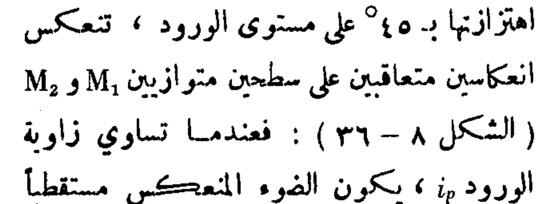
$$\text{tg}\, i_p \sin i_p = n \sqrt{1 + \text{tg}^2\, 2\,\psi}$$

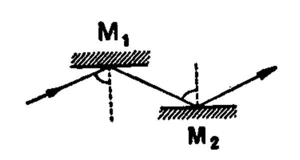
ومنه أخيراً :

$$n = \text{tg}\, i_p \sin i_p \cos 2\,\varphi \qquad [٥٨،٨]$$

إن قياس زاوية الورود الاصلي وقياس النسبة ما بين محوري إهليلج الاهتزازة المنعكسة في هذه الحالة يسمحان إذن بحساب الثابتين n و k للجسم الماص .

ولقياس زاوية الورود الاصلي ، يمكن جعل الحزمة الواردة ، التي تميل اهتزازتها بـ ٤٥° على مستوى الورود ، تنعكس


انعكاسين متعاقبين على سطحين متوازيين M_1 و M_2 (الشكل ٨ – ٣٦) : فعندما تساوي زاوية الورود i_p ، يكون الضوء المنعكس مستقطباً استقطاباً مستقيماً . ويتم قياس الزاوية ψ بعد ذلك بواسطة مكافىء بابينه أو بمحلل إهليلجي (الفقرة ٧ – ٦) .



الشكل ٨–٣٧ . قياس زاوية الورود الاصلي

ويبين الجدول ٨ – ٢ بعض قيم n و k التي حصل عليها بهذه الطريقة ، وكذلك قيم ρ_n المحسوبة من الصيغة [٤٧،٨] وقيم ρ_n المقيسة قياساً مباشراً .

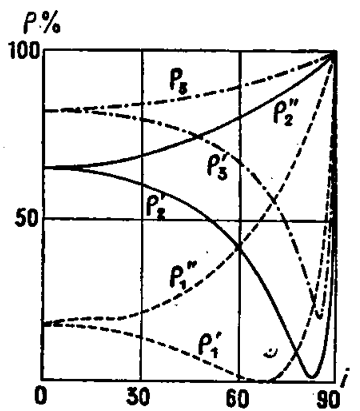
إن قيم n الناتجة تكون غالباً أقل من الواحد ؛ ويمكن ملاحظة أن الأمر كذلك من أجل القرينة n' (الشكل ٨ – ٣٥) ؛ فسرعة الطور هي إذن أكبر في المعدن منها في الخلاء . ولكن الأمر ليس كذلك من أجل سرعة الزمرة (الفقرة ٢ – ١) .

الجدول ٨ - ٢

الثوابت الضوئية للأجسام شديدة الامتصاص

المادة	λ (مكرون)	n	k	nk	ρ_n المحسوبة	ρ_n المقيسة
الصوديوم (المنصهر)	٠٫٥٨٩	٠٫٠٥	٢	٠٫١	٠٫٩٩	
الذهب	٠٫٥٨٩	٠٫٤	٣	١٫٢	٠٫٨٥	٠٫٨٨
الفضة	٠٫٥٨٩	٠٫٢	٣٫٦	٠٫٧٢	٠٫٩٥	٠٫٩٣
الزئبق	٠٫٥٨٩	١٫٧	٥	٨٫٥	٠٫٧٥	
البلاتين	٠٫٥٨٩	٢٫٠	٤	٨	٠٫٧٠	٠٫٦٦
الفولاذ	٠٫٥٨٩	٢٫٣	١٫٥	٤	٠٫٥٩	٠٫٥٧
السيانين	٠٫٥٨٠	٨٫٥١	٠٫٤٥	٠٫٧٢		
NaCl	٦١	٤	٥٫٤	٢٢	٠٫٧٢	٠٫٧١

ويبين الشكل ٨ - ٣٧ عوامل انعكاس الموجات المرتزية المستقطبة على أوساط مختلفة في امتصاصها .



الشكل ٨ — ٣٧ . عاملا الانعكاس ′ρ و ″ρ في الموجات المرتزية المستقطبة ، على أوساط مختلفة : 1 ، الارض ؛ 2 ، الماء العذب ؛ 3 ، ماء البحر

تمارين

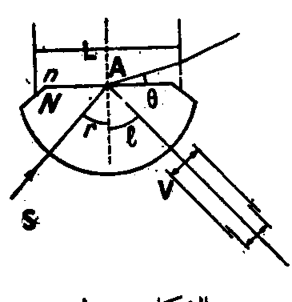
٨ – أ (مع اهمال أثر الانعكاسات المتعددة) برهن أنه يمكن دوماً زيادة قيمة عامل النفوذ من الهواء الى الزجاج بالورود الناظمي ، بان توضع على الزجاج طبقة شفافة قرينتها n محصورة بين قرينة الهواء وبين قرينة الزجاج N ، مهما كان الثخن e لهذه الطبقة .

٨ – ب برهن انه لدى الانعكاس الزجاجي على الوجه المشترك بين جسمين (أياً كانا) بزاوية ورود قدرها $i = \pi/4$ ، يكون بين عامل الانعكاس ρ' لاهتزازة موازية لمستوي الورود وعامل الانعكاس ρ'' لاهتزازة عمودية عليه ، العلاقة $\rho'' = \sqrt{\rho'}$.

٨ – ج يوضع سائل شفاف L قرينته n فوق نصف كرة من زجاج الفلنت قرينتها $N = 1,750$. والمنظار V ، القابل للحركة حول محور A عمودي على مستوي الشكل ، يمكّن من قياس الزاوية الحدية $l = 59^0$ بارتياب قدره Δl . يهتز الضوء الساقط عمودياً على مستوى السقوط . والشعاع SA ، الساقط في A بزاوية وروده r اقل قليلاً من l ، يدخل في L مؤلفاً مع الناظم زاوية : i ، نفرض $Q = \frac{\pi}{2} - i$. ونرمز بـ E للاستنارة في A كما تلاحظ بواسطة V بانعكاس SA ، و E_0 الاستنارة العائدة الى الانعكاس الكلي .

١ً.– احسب ، بدلالة θ التي يفترض انها صغيرة ، القيمتين $l - r$ و $1 - E/E_0$.

٢ً.– اذا كنا متأكدين من أن ادراك نقص الاستنارة $E_0 - E$ لا يمكن ان يحدث الا اذا كان اقل من 5 % من E_0 ، فما هما الارتيابان Δl و Δn اللذان



الشكل ٨ – ١

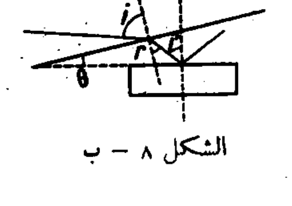
ينجمان عن ذلك في تقدير l و n ؟

٨ ـ د احسب الزاوية φ التي ينبغي ان تكون لموشور قرينته $n = \sqrt{3}$ لكي تزول تضييعات الضوء بالانعكاس عند الانحراف الاصغر ، وذلك بواسطة تقطيب مناسب للضوء الوارد .

٨ ـ هـ بين أنه ، لدى الاخذ بعين الاعتبار للانعكاسات على الوجهين ، يمكن ان نقطب كلياً حزمة ضوئية متوازية ، بواسطة اسقاطها بزاوية الورود البروسترية على صفيحة شفافة متوازية الوجهين .

٨ ـ و احسب قيمة عامل النفوذ (او التوصيل) τ للاهتزازة الواقعة في مستوي الورود ، من اجل انعكاس بزاوية بروستر وذلك من الهواء الى مادة عازلة (كهرنافذة) قرينتها n .

٨ ـ ز تسقط حزمة متوازية من ضوء وحيد اللون على سطح مـــاء ساكن قرينته $n = 4/3$. فتستقطب الحزمة المنعكسة استقطاباً مستقيماً : عين زاوية الورود i .



الشكل ٨ ـ ب

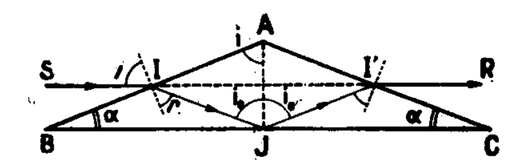
تغمس كتلة زجاجية قرينتها $n' = 3/2$ ، كما يبين الشكل . وتكون الحزمة المنعكسة على سطحها مستقطبة استقطاباً مستقيماً : عين الزاوية θ التي يؤلفها سطح الزجاج مع سطح الماء .

٨ ـ ح موشور زجاجي قرينته $n = 3/2$ ومقطعه القائم مثلث قائم الزاوية متساوي الساقين ، يتلقى عمودياً على أحد وجهيه الصغيرين حزمة متوازية من الضوء الطبيعي . هل يكون الضوء الباز منه مستقطباً ؟ ما هي النسبة بين شدة الحزمة البارزة وشدة الحزمة الواردة ؟ (تؤخذ بعين الاعتبار الانعكاسات العديدة ، ولكن يفترض الامتصاص مهملاً) .

٨ ـ ط بعـــد ان تخرج الحزمة الضوئية من موشور فرينل المتوازي المستطيلات ، الوارد في الشكل ٨ ـ ٢٥ ، تخترق موشوراً ثانياً متوازي

المستطيلات موجهاً كالأول . ما هي حالة استقطاب الضوء البارز ؟

٨ - ي لتجنب انزياح الشعاع المنعكس ، الذي يحدث في موشور فرينل المتوازي المستطيلات ، قد استعين بانعكاسين كليين يجري كل واحد منهما في موشور مقطعه القائم ABC كما يبين الشكل. فاذا كانت قرينة الزجاج $n=1,51$، فكم ينبغي ان تكون الزاوية A ، مع العلم بأن زاوية الورود في J ينبغي أن تكون $i = 54°37'$ (راجع الفقرة ٨ - ١٠ ب) .



الشكل ٨ -- ج

٨ – ك بعد ان دخل شعاع ضوئي طول موجته $\lambda = 0,5\mu\,m$ دخولاً ناظمياً من احد الوجهين الصغيرين لموشور ذي انعكاس كلي قرينته $n = 1,50$ ، انعكس كلياً على الوجه الوتري .

١° . – على اي بعد z_1 من وجه البروز الى الهواء تكون سعة الموجة المتلاشية مساوية لـ 1/e من قيمتها على هذا الوجه (باعتبار e اساس اللوغاريتم النيبري) ؟

٢° . – ما هي نسبة الشدة I_2 للموجة على بعد $z_2 = 1mm$ من السطح الى الشدة I_0 للموجة على هذا السطح ؟

٨ – ل ان القرينة العقدية للجرمانيوم من اجل طول الموجة في الخلاء $\lambda_0 = 0,5\,mm$ لها العبارة الآتية $n = n - jk = 3,47 - j \times 1,40$.

احسب عامل الانعكاس، تحت الورود الناظمي، لسطح مستو من الجرمانيوم بتماس الخلاء . احسب فرق الطور φ الذي يسببه هذا الانعكاس .

الفصل التاسع

الانكسار والتبدد والامتصاص

ا – حالة العوازل

٩ ـ ١ ٠ ـ التبدد النظامي والتبدد الشاذ .

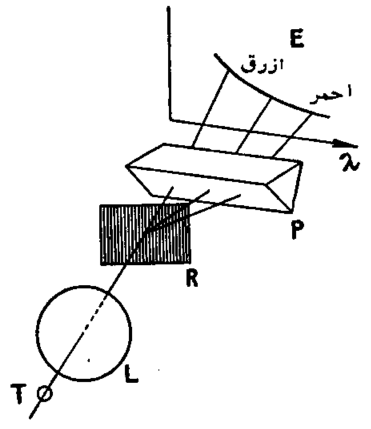
إن التمييز بين النواقل والعوازل أمر أساسي في الكهرباء ، وهو أيضاً أساسي في الضوء كما تدل على ذلك النظرية الكهرطيسية . والنواقل ، التي تعد المعادن أهم ما يمثلها ، يعود امتصاصها إلى كل أرجاء الطيف ، ولكن شدته يمكن أن تختلف . أما العوازل فلها مناطق امتصاص تقع في أرجاء مختلفة من الطيف ، وتنحصر في مجالات يختلف ضيقها . فعندما يكون المجال ضيقاً جداً ، يقال إن للجسم **خط امتصاص** ؛ وعندما يكون المجال واسعاً ، يقال إن له **عصابة أو شريط امتصاص** . ويمكن أن يكون للمادة الواحدة بضعة خطوط أو بضع عصائب امتصاص .

وهناك في كل الحالات صلة وثيقة بين تغير قرينة الانكسار لمادة ما مع طول الموجة ، أي تبدد انكسارها ، وبين امتصاصها .

ب) يمكن إظهار تبدد الانكسار بل وقياسه تقريبياً بالطريقة المسماة **« بالطيفين المتصالبين »** .

- ٥ - إن العدسة L (في الشكل ٩ – ١) التي تليها شبكة خطية R (الجزء

الرابع، ١٦ – ٤) ذات حزوز رأسية ، تكوّن لثقب T مضاء بالضوء الابيض ، طيفاً على الحاجز E . أما الموشور P ذو الحرف الافقي فيحرف رأسياً كل لون من ألوان الطيف بمقدار يتزايد مع n . فيُرى منحن ملون يظهر بظهر منحني التبـدد . فإذا كان الطيف الذي تولده الشبكة نظامياً (الجزء الرابع، ١٦–٤) كان التبدد الافقي متناسباً مع λ ، وإذا كانت زاوية الموشـور صغيرة ، كان الانحراف الرأسي متناسبـاً مع $n - 1$ (الجزء الرابع ، ٥ – ٥) . ونحصل حينئذ على المنحني الذي يمثل $n - 1 = f(\lambda)$.



الشكل ٩–١. تبدد الانكسار ، شبكة وموشور متعامدان

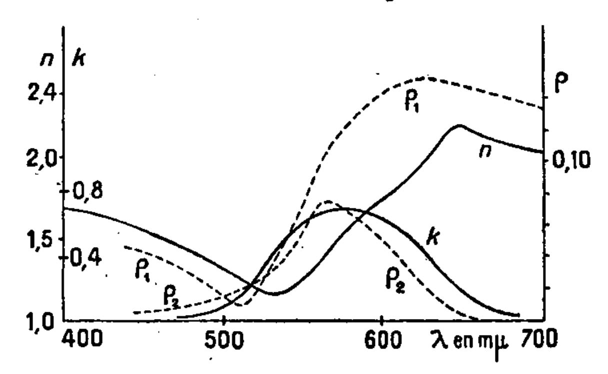
وحين يكون الموشور مصنوعاً من مـادة غير ملونة ، يزداد الانحراف من الاحمر الى البنفسجي دالاً بذلك على ازدياد القرينة . ويقـال حينئذ إن التبدد **نظامي** .

ج) إن الاجسام التي تتمتع بامتصاص اصطفائي شديد جداً ، لايتبـع تبددها التغير السابق وتوصف بأنها ذات **تبدد شاذ** .

ـ٥ـ يوضع على مقياس الزوايا لبابينه ، موشور مجوّف ، حرفه شاقولي وزاويته صغيرة (من ٥° إلى ١٠°) . يُملأ الموشور بمحلول مركز (٤٪) من السيانين أو الفوكسين fuchsine في الكحول . حين يضاء شق المجمع بالضوء الابيض الصادر عن قوس فحمية ، فانه يلاحظ طيف ينقصه الجزء الاوسط الممتص ، ولا يتبقى فيه إلا البنفسجي – الازرق والاحمر ، وتكون الشعاعات الاخيرة اكثر انحرافاً من الشعاعات الاولى .

-٥- إذا أعيدت التجربة السابقة واستعمل مصباح فيه مزيج من بُخاري الزئبق والكادميوم منبعاً ضوئياً ، فإنه لا يُرى إلا خط الزئبق الطيفي $\lambda = 0,436\ \mu$ وإلا خط الكادميوم $\lambda = 0,644\ \mu$: ويكون الخط الثاني أكثر انحرافاً من الاول .

يبين الشكل ٩ — ٢ منحني التبدد الكامل للسيانين في الطيف المرئي . ويُرى



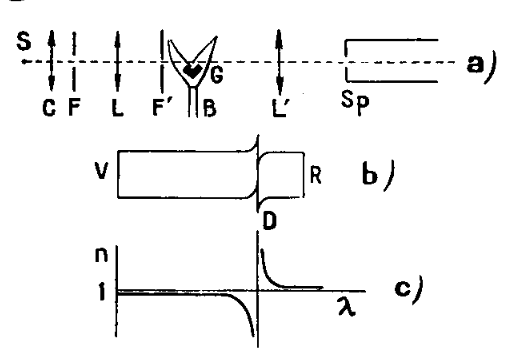
الشكل ٩ — ٢ . امتصاص السيانين الجامد وتبدده وانعكاسه

فيه أن قرينة الانكسار n تزداد من الازرق إلى البرتقالي بازدياد طول الموجة . وهذا التغير هو الذي يعدّ تغيراً شاذا . ولكن هذه الظاهرة تحدث في كل المواد ، عند بعض عصائب الامتصاص فيها ، المرئية وغير المرئية ؛ لذا ينبغي ألا تعد شاذة الاجسامُ التي تبدو فيها الظاهرة بسهولة .

ويحدث تبدد شاذ في بخار الصوديوم بجوار الخطين D اللذين يمتصها هذا البخار . ويمكن إظهار ذلك بطريقة الطيفين المتصالبين (التي ذكرت في حالة الشكل ٩ — ١) .

-٥- إن العدسة المكثفة C (الشكل ٩ - ٣ a) تكوّن خيال قوس فحمية S على الشق F الواقع في محرق العدسة L . وتكوّن العدسة 'L خيال F على الشق الرأسي لمطياف Sp شديد التبديد (يستطيع الفصل بين الخطين D

مثلًا) . فيرى طيف ذو ارتفاع قليل . يُعترض مسار الحزمة المتوازية بمصباح بنزن B الذي يوضع في لهبه ميزاب حديدي G حرفه أفقي يجعل اللهب بشكل موشور حرفه يوازي F . وتتحدد الحزمة بالشق F′ العريض والافقي . يوضع في الميزاب قطعة من الصوديوم المعدني فيتبخر في اللهب مكوناً موشوراً من الابخرة الكثيفة . وعندما تصبح هذه الكثافة كافية لكي يظهر الخطان D في المطياف على شكل عصابة مظلمة (انقلاب الخطوط ، الفقرة ١٣ - ٦) ، يبدو الطيف



الشكل ٩-٣ . التبدد الشاذ لبخار الصوديوم : a) التركيبة التجريبية ؛ b) مظهر الطيف ؛ c) منحنى التبدد

بالمظهر المبين في الشكل ٩ - ٣ b ، وهو ما يوافق الشكل ٩ - ٣ c من حيث مسلك منحنى التبدد .

إن الشعاعات التي تكون قرينة انكسار موشور البخار من أجلها أكبر من الواحد بشكل محسوس يكون انحرافها في الحقيقة نحو الاسفل ؛ أما التي تكون قرينة الانكسار من أجلها اصغر من الواحد فتنحرف نحو الاعلى .

د) تتم الدراسة الدقيقة لتبدد الانكسار بقياس طول الموجة وقرينة الانكسار من اجل مختلف الشعاعات بالطرائق المبينة في الفصل الثالث . وتصلح طريقة الموشور للمواد التي تتمتع بامتصاص اصطفائي شديد ، شريطة ان تكون زاوية الموشور صغيرة بما فيه الكفاية وأن تستعمل منطقة قريبة جداً من الحرف الكاسر بغرض الحفاظ على شفافية معينة ، أما في حالة المواد الملونة ، فيمكن الحصول على مثل هذه المواشير على نحو تقريبي ، بجعل محلول كحولي من المادة يتبخر بين

لوح زجاجي وانبوب اسطواني من الزجاج ذي قطر كبير ، ثم رفع الانبوب .
وقد استُعملت الطريقة نفسها لدراسة قرائن المعـــادن المترسبة بطريقة كيميائية أو بالتبخير الفقرة (٨ - ١٤) .

وكما وجدنا في الفقرة ٨ ـ ١٥ ، يمكن أيضاً تعيين قرينة الانكسار وقرينة الامتصاص k في آن واحد ، اعتماداً على شدة الاهتزازة الضوئية المنعكسة وعلى شكلها .

ويمكن ، في حالة الابخرة والغازات ، استعمال موشور مجوّف ذي زاوية كبيرة ، يُجعل في فرن درجة حرارته مناسبة . فـيُرى بذلك أن لبخار اليود المشبع في الدرجة ٧٠٠ م° قرينة تساوي ١٫٠٠٢٠٥ من أجل الأحمر ، و ١٫٠٠١٩ من أجل البنفسجي . وغالباً ما يكون مقياس الانكسار لرايلي (الفقرة ٣ ـ ١٠) اكثر ملاءمة . وقـد تم الحصول ، من أجل بخار الصوديوم في الدرجـة ٦٤٠م° ، على الاعـــداد التالية التي نقارنها بالقيم المحسوبة كما سوف نرى في الفقرة التالية :

λ (Å)	٦٢٠٠	٦٠٥٥	٥٨٨٩	٥٨٨٨	٥٨٨٥	٥٨٧٥	٥٨٥٠	٥٤٦٠	٥٣٠٠	٤٥٠٠
n مقيسة	١٫٠٠٠٢٩١	١٫٠٠٠٥٢٣	٠٫٦١٤	٠٫٩٤٤	٠٫٩٨٧	٠٫٩٩٥٤	٠٫٩٩٨١	٠٫٩٩٨٣	٠٫٩٩٨٨	٠٫٩٩٩٩٥
n محسوبة	١٫٠٠٠٢٨٥	١٫٠٠٠٠٥٢	٠٫٦٩٧	-٫٩٤٥	٠٫٩٨٣	٠٫٩٩٥٨	٠٫٩٩٨١	٠٫٩٩٨٣	٠٫٩٩٨٨	٠٫٩٩٩٩٦

٩ ـ ٢ . ـــ الصيغ التجريبية للتبدد .

إن المنحنيات التجريبية للتبدد تُمثّل أحسن تمثيل ، في حدود معينة ، بعبارات

من الشكل التالي :

$$n^2 = a^2 + \lambda^2 \left(\frac{b_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{b_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \right) . \qquad [١،٩]$$

وهناك علاوة على الحد الثابت a^2 ، عدد من الحدود بقدر مناطق الامتصاص ويتميز كل منها بعدد ثابت موجب b_i وطول موجة ثابت λ_i ، هي موجة خط الامتصاص اذا كانت منطقة الامتصاص ضيقة ، أو أنها تؤخذ في عصابة الامتصاص اذا كانت المنطقة عريضة .

وقد تم الحصول على الاعداد المحسوبة من أجل بخار الصوديوم بواسطة صيغة من هذا النوع ، مع ثابت $\lambda_i = 0{,}5893\,\mu$ ، وهي القيمة الوسطية للطولين الموجيين لخطي الصوديوم D_1 و D_2 .

ولا تصح الصيغة [١،٩] وضوحاً من أجل الجوار المباشر للأطوال الموجية المميزة λ_i ، حيث تعطى قيماً لـ n^2 تمر بغتة من $-\infty$ الى $+\infty$ عندما يزداد λ . وسوف نرى في الفقرة ٩ - ١٢ أن النظرية توصلت الى اجتناب هذه الصعوبة .

وعندما تكون مناطق الامتصاص بعيدة عن المجالات الطيفية التي تنالها القياسات، فان الصيغة [١،٩] يمكنها ان تأخذ أشكالاً تقريبية أكثر بساطة . واذا كانت كل مناطق الامتصاص ذات أطوال موجية أقل من المجال المدروس ، فإن λ تكون كبيرة بالنسبة الى قيم λ_i ، ويمكن كتابة كل حد بالصيغة التاليـة :

$$\frac{b_i\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} = \frac{b_i}{\left(1 - \frac{\lambda_i^2}{\lambda^2}\right)} = b_i \left(1 - \frac{\lambda_i^2}{\lambda^2}\right)^{-1} \simeq b_i \left(1 + \frac{\lambda_i^2}{\lambda^2} + \frac{\lambda_i^4}{\lambda^4}\right) \qquad [٢،٩]$$

متوقفين عند الحـــد الثالث من منشور مابين القوسين على شكل سلسلة . فإذا

نعلنا مثل ذلك بكل الحدود وجمعنا الثوابت بعضها مع بعض ، فاننا نصل الى الصيغة :

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad [٣،٩]$$

التي لا تتضمن الاطوال الموجية λ_i على نحو صريح ، وإنما تتضمن ثلاثة ثوابت A و B و C يمكن استنتاجها من ثلاثة أزواج قيم معروفة للقرينة n ولطول الموجة λ . وينطبق هذا النوع من الصيغة ، الذي ينسب الى كوشي Cauchy، انطباقاً حسناً على التبدد في الطيف المرئي للمواد الشفافة ، التي تقـع مناطق امتصاصها في ما فوق البنفسجي على أبعاد كافية ، وبخاصة أنواع الزجاج الضوئي. فمن أجل الهواء ، يمكن تبعاً لذلك تمثيل قرينة الانكسار ، من أجل الاطوال الموجية المحصورة بين ٠،٣ و ٠،٨ مكرون ، بخطأ لا يتجاوز ثلاث وحدات في الرقم العشري السابع .

ومن أجل مناطق الامتصاص التي تزيد أطوالها الموجية كثيراً عن الأطوال الموجية في المجال الطيفي الذي تناله القياسات ، يمكن نشر الحدود الموافقة على النحو التالي :

$$\frac{b_j\,\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} = -\,b_j\,\frac{\lambda^2}{\lambda_j^2}\left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_j^2}\right)^{-1} \simeq -\,b_j\,\frac{\lambda^2}{\lambda_j^2}\left(1 + \frac{\lambda^2}{\lambda_j^2} + \cdots\right) \quad [٤،٩]$$

وبوجه خاص ، تسمح إضافة الحدود التي من هذا النوع إلى حدود الصيغـة [٢،٩] بأن يعتبر التـأثير الذي تحدثه عصابات فيما تحت الاحمر وعصابات فيما فوق البنفسجي في وقت معاً على التبدد في الطيف المرئي . وتستكمل الصيغـة [٣،٩] حينئذ على النحو التالي (صيغة بريو Briot) :

$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} - A'\lambda^2 - B'\lambda^4 \quad [٥،٩]$$

وتمثل مثل هذه الصيغة على سبيل المثال ، قرينة انكسار الماء في كل الطيف المرئي بخطأ من مرتبة بضع وحدات في الرقم العشري الخامس

٩ - ٣ . ـــ علاقة مكسويل . نظرية التبدد النظامي للغازات والابخرة .

أ) إن وجود قرينة انكسار n للأوساط المادية ، أي سرعة طور c' للضوء مختلفة عن السرعة $c = nc'$ (الجزء الرابع ، ٢ - ٥) في الخلاء ، تفسّر في النظرية الكهرطيسية على أساس من اعتبار وجود السماحية النسبية ε_r للوسط ؛ فنجد حينئذ (الجزء السابع ، ٩ - ٦) $c' = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}}$ ، ومنه علاقة ماكسويل :

$$\varepsilon_r = n^2$$

إن وجود تبدد الانكسار يدل أنه يمكن الاكتفاء بإدخال القيمة ε_r للسماحية الكهراكدية النسبية المعينة من أجل تواتر منعدم في معادلات انتشار الامواج الكهرطيسية .

وعندما نقيس من جهة ، السماحية ε_r لمادة مائعة ، من اجل تيارات متناوبة تواتراتها من مرتبة ١٠^٧ إلى ١٠^٨ ، ونقيس من جهة أخرى قرينة هذه المادة نفسها ، بأن نعين مثلاً طول موجة الامواج المستقرة من أجل التواتر نفسه ، فإننا نجد أن علاقة مكسويل محققة تماماً . ومن المستحيل قياس ε_r قياساً مباشراً في التواترات الضوئية $\nu \simeq 10^{15}$ Hz . وقد تبين في هذه الحالة أن هناك أحياناً اختلافات كبيرة بين قيم n^2 المستنتجة تجريبياً وبين قيم السماحية الراكدية ، كما تُظهر ذلك الاعداد التالية [١] :

(١) هذه القياسات خاصة بدرجة الحرارة العادية وضغط جوي واحد .

الجدول ٩ - ١

المقارنة بين السماحية الراكدية ومربع قرينة الانكسار

المادة	الآزوت	حمض الكلور	النشادر	البنزين	النترو بنزين	الماء	كلور الصوديوم	الماس
ε_r	١٫٠٠٠٥٧٨	١٫٠٠٣٨	١٫٠٠٧٢	٢٫٢٢	٣٤	٨٠	٥٫٨	٥٫٥
n^2	١٫٠٠٠٥٨١	١٫٠٠٠٨٧	١٫٠٠٠٧٠	٢٫٢٠	٢٫٤٠	١٫٧٧	٢٫٣٧	٥٫٧

ولإيجاد تفسير لهذه الامور ، ينبغي الرجوع الى دراسة دور المـــادة في السماحية . لقد اتفق لنا أن أشرنا (الجزء الثالث ، ٦ – ١٠) الى أن الانقطاع في الاوساط التي تنتشر الامواج فيها يفسر تبددها . وهذا الانقطاع يعود هنا الى وجود الجزيئات .

ب) لقد عرفنا لدى دراسة السماحية (الجزء السادس ، ٤ - ٣) أنه يمكن توضيح دور المادة بكتابة :

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_0 \varepsilon_r E = \varepsilon_0 E + P \qquad [٩،٦]$$

أي بتمييز هذا الدور بالاستقطاب P، لا بالسماحية النسبية $\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ، ويمكن ، على النحو نفسه ، إدخال المقدار P في دراسة انتشار الضوء .

وجدنا (الجزء السادس ، ٤ – ١٢) أن كل جزيء من جزيئـات الوسط مستقطب ، أي يكتسب عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي المحرّض عندمـا يخضع لحقل كهربائي . لنقبل أن هذا الحقل هو حقل الموجة الاولية ، وهذا يعني إهمال الافعال المتبادلة بين الجزيئات ، وبالتالي اعتبار وسط قليل الكثافة . وتكون للاستقطاب P حينئذ العبارة التالية :

$$P = Np = N\alpha E$$

$$p = \alpha E \qquad [٩، ٦ \text{ مكرر}]$$

حيث يدل P على عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي المحرّض، ويدل α على استقطابية كل عنصر من عناصر الوسط التي يبلغ عددها في واحدة الحجم N[1] . فوفقاً للعلاقة [٩، ٦] يكون لدينا :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{P}{E} = \varepsilon_0 + N\alpha$$

أو :

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{N\alpha}{\varepsilon_0}$$

وبالتعويض عن ε_r بـ n^2 نجد :

$$n^2 - 1 = \frac{N\alpha}{\varepsilon_0} \qquad [٩، ٧]$$

٩ ـ ٤ . ـــ استقطابية الجزيئات في الحقول المتغيرة .

إن الاعتبارات السابقة تدل على أن تغير n بتغير التواتر الضوئي ينبغي أن يُعزى إلى تغير الاستقطابية α ، التي يمكن أن نحاول تحديد آليتها تحديداً دقيقاً بالانطلاق من النموذج الجزيئي في الفقرة ١ ـ ٦ . وسعياً وراء التبسيط ، لنهمل أولاً قوة التخامد $k' \frac{ds}{dt}$. فتقبل المعادلة [١، ٨] حينئذ حركة غير متخامدة حلاً لها :

$$s = s_m \sin \omega_0 t,$$

(١) فيما يلي سوف نسمي هذه العناصر جزيئات مهما كانت طبيعتها .

حيث يعطى النبض الخاص ω_0 بالعلاقة [٩، ١] . ويكون لعزم ثنائي الاقطاب [١٠، ١] العبارة التالية :

$$p = qs = p_m \sin \omega_0 t \qquad [٩، ٨]$$

ويمكن للحقل الكهربائي E لموجة ضوئية وحيدة اللون

$$E = E_m \sin \omega t$$

أن يشوه الجزيء بإزاحة الشحنة q تحت تأثير قوى كولون [١، ١٢]. وتكون المعادلة [١، ١٦] لحركة الشحنة المزاحة :

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} = k_0 s = qE_m \sin \omega t \qquad [٩، ٩]$$

هـذه المعادلة شبيهة بمعادلة مهتز ميكانيكي خاضع لقوة جيبية (الجزء الثالث ، ٤–٩) . ومن المعروف أن المهتز يتواقت مع النبض المفروض عليه ω ، وأنه اذا بحثنا عن حل نظامي من الشكل $s = s_m \sin(\omega t + \varphi)$ ، فاننا نحصل بالتعويض في [٩، ٩] على :

$$s = \frac{qE_m}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t \qquad [٩، ١٠]$$

و $\sin \varphi = 0$ ومنه φ تساوي الصفر او π (حيث ω_0 نبض التجاوب) .
ويكون عزم ثنائي الاقطاب الموافق :

$$p = qs = \frac{q^2 E_m}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t$$

وتكون للاستقطابية العبارة :

$$\alpha = \frac{p}{E} = \frac{q^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad [٩،١١]$$

وتبعاً لذلك تصبح الصيغة [٩،٧] كما يلي :

$$n^2 - 1 = \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m}\,\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{C}{\omega_0^2 - \omega^2} \qquad [٩،١٢]$$

حيث يدل C على عدد ثابت. وحينما يكون $\omega_0 \gg \omega$ ، ينتهي $n^2 - 1$ الى المقدار الثابت $\frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m\, \omega_0^2}$ الذي سوف نعبر عنه بـ $n_\infty^2 - 1$ ، لأنه يعود الى طول موجة لا متناه في الكبر .

إن المنحنى $n^2 = f(\omega)$ ممثّل في الشكل ٩-٤ . وعندما ينتهي ω إلى ω_0 ، بقيم متزايدة ، يزداد n^2 متناهياً الى اللانهاية، ثم يزداد من جديد ، عندما يكون $\omega > \omega_0$ ، بدءاً من قيم سالبة لا متناهية في الكبر . وعلى هذا فإن الصيغة [٩،١٢] تفقد كل معنى فيزيائي عندما نقترب كثيراً من ω_0 . ولا يكون للقرينة قيم حقيقية إلا عندما يكون $\omega < \omega_0$ و $\omega > \omega_1$ ، حيث يتعين النبض ω_1 بالشرط $n^2 = 0$ ، أي وفقاً للعلاقة [٩،١٢] :

الشكل ٩-٤ . تغيرات n^2 مع النبض ω ، وفقاً للصيغة [٩،١٢]

$$1 + \frac{C}{\omega_1^2 - \omega_0^2} = 0$$

ومنه :

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 + C = \omega_0^2 + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m} \qquad [٩،١٣]$$

وقد مثّل في الشكل ٩ - ٤ الجزء من المنحنى الموافق لقرينة وهمية بخطوط متقطعة . وهو يوافق موجات لا تستطيع ، حسب النظرية ، أن تنتشر في المادة المعتبرة . لذلك لا يمكن استعمال الصيغة [٩،١٢] إلا على بعد معين من ω_0 . وسوف نرى في الفقرة ٩ - ١١ كيف يمكن تعديل هذه الصيغة كي يمتد مجال صلاحها .

لنلاحظ أن ω_0 ، في نظرية المجاوبات ، يمثل النبض الخاص للمهتزات الميكانيكية ، وأنه يتطابق مع نبض الموجات الكهرطيسية التي تمتصها المادة .

٩ ـ ٥ . ـ الصيغ العامة .

أ) إن للغاز بوجه عام عدة مناطق امتصاص ذات تواترات مختلفة . وبتوسيع نظرية الفقرة ٩ ـ ٣ ، يمكن تصوّر أن الجزيء الواحد يتضمن مجاوبات من عدة أنواع ، وليكن هناك f_1 مجاوباً ذا شحنة q_1 و كتلة m_1 وتواتر خاص ω_1؛ و f_2 مجاوباً ثوابته q_2 و m_2 و ω_2 الخ . . . فتحل مكان الصيغة [٩،١٢] حينئذ الصيغة التالية :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{\varepsilon_0}\left[\frac{f_1 q_1^2}{m_1\,(\omega_1^2 - \omega^2)} + \frac{f_2 q_2^2}{m_2\,(\omega_2^2 - \omega^2)} + \cdots\right] \quad [٩،١٤]$$

التي يمكن كتابتها كما يلي :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{f_i q_i^2}{m_i\,(\omega_i^2 - \omega^2)} \quad [٩،١٥]$$

مثل هذه الصيغة [٩،١٢] ، لا تصح إلا من أجل نبضات ω تختلف بما فيه الكفاية عن النبضات ω_i . ويبين الشكل ٩ ـ ٥ المظهر التخطيطي المبسط للمنحنى

الذي يمثلها ؛ وقد افترض أن هناك ثلاث نبضات خاصة $(\omega_1 < \omega_2 < \omega_3)$. فمن أجل قيم لـ ω أقل كثيراً من ω_1 ، تنتهي n^2 الى قيمة ثابتة :

$$n_\infty^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{f_i q_i^2}{m_i \omega_i^2} \qquad [١٦،٩]$$

توافق الاستقطاب من أجل طول موجي غير محدود ، أي بفعل حقل كهراكدي . وعندما تزداد ω إلى أكثر من ω_1 ، ينتهي الحد الاول في المجموع الوارد في [١٥،٩] إلى ان يصبح مهملاً ؛ وينتهي المنحنى إلى خط مقارب أفقي :

الشكل ٩-٥ . تغيرات n^2 مع النبض ω ، وفقاً للصيغة [١٥،٩]

$$n^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum_{i \neq 1} \frac{f_i q_i^2}{m_i \omega_i^2}$$

أخفض من n_∞^2 ، إذا كان $\omega_1 \ll \omega \ll \omega_i$ $(i \neq 1)$. ثم يرتفع في جوار النبضات الخاصة المتعاقبة ، وينخفض فجأة ويعود فيرتفع كل مرة نحو خط مقارب أشد انخفاضاً. فاذا رجعنا الى المعادلة [١٢،٩] التي اشتقت منها المعادلتان [١٣،٩] و [١٥،٩] ، فإننا نرى أن النتيجة الاخيرة تنبع من أنه في كل مرة يُصبح فيها ω أعلى بشكل محسوس من النبض الخاص للمجاوب ، فإن السعة التي يأخذها هذا المجاوب تصبح مهملة (انظر الشكل ٩ - ٣٣ من الجزء الثالث) . ويمكن القول أن عطالة المهتز هي من الكبر بحيث أنه لا يستطيع متابعة التغيرات السريعة للحقل المطبق .

وعندما يصبح ω أكبر كثيراً من أكبر النبضات الخاصة يكون لدينا :

$$n^2 = 1 - \frac{N}{\varepsilon_0 \omega^2} \sum_i \frac{f_i q_i^2}{m_i} \qquad [١٧،٩]$$

وتقترب هذه العبارة من الواحد كلما ازداد ω .

ب) يمكن تحويل الصيغ السابقة باستعمال التواترات أو الاطوال الموجية عوضاً عن النبضات .

فبدلالة التواترات $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ يكون لدينا :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{4\pi^2 \varepsilon_0} \sum_i \frac{f_i q_i^2}{m_i (\nu_i^2 - \nu^2)} \qquad [١٨،٩]$$

وبدلالة الأطوال الموجية $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ ، يكون :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \sum_i \frac{\lambda \lambda_i^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \frac{f_i q_i^2}{m_i} = \frac{N}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \sum_i \frac{C_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \qquad [١٩،٩]$$

وذلك بفرض :

$$C_i = \frac{f_i q_i^2 \lambda_i^2}{m_i}$$

وعندمـــا يصبح λ أكبر كثيراً من كل الاطوال الموجية الخاصة λ_i ، تصبح الصيغة [١٩،٩] كما يلي :

$$n_\infty^2 - 1 = \frac{N}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \sum_i C_i \qquad [٢٠،٩]$$

وهي الصيغة التي تأخذها العلاقة [١٦،٩] عندما تستعمل الاطوال الموجية .

ونظراً لأنه يمكن كتابة الصيغة [١٩،٩] على الشكل :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \sum_i C_i \left(1 - \frac{\lambda_i^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}\right) \qquad [٢١،٩]$$

فإنه يُرى ، بأخذ [٩،٢٠] بعين الاعتبار ، أنه يمكن وضعها بالشكل التالي :

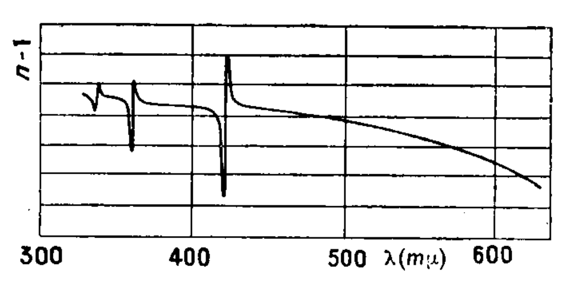
$$n^2 = n_\infty^2 + \sum_i \frac{D_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad [٩،٢٢]$$

حيث :

$$D_i = \frac{NC_i \lambda_i^2}{4 \pi \varepsilon_0 c^2} \quad [٩،٢٣]$$

وتحمل الصيغة [٩،٢٢] اسم سلماير Sellmeier ؛ وهي على شاكلة الصيغة التجريبية [٩،١] .

ويبين الشكل ٩ - ٦ تبدد الانكسار في حالة بخار الروبيديوم .



الشكل ٩-٦ . تبدد الانكسار في حالة الروبيديوم

٩ - ٦ . حالة الأوساط المكثفة المتماثلة المناحي :

عندما يصبح العدد N ، للجزيئات في واحدة الحجم ، أكبر بآلاف المرات منه في الغازات النظامية ، كما هي الحال في الموائع والجوامد ، فإن من المعروف (الجزء السادس ٤،١٢) ان الحقل الكهربائي المؤثر على جزيء[١] لتقطيبه ، لايساوي الحقل المطبق E ، بل ينبغي ان يؤخذ بعين الاعتبار الحقل المزيل للاستقطاب الذي تولده ثنائيات الاقطاب

(١) استعملت كلمة جزيء هنا لتدل ايضاً على الوحدة المكونة للوسط ، وهي الجزيء في المائع ؛ اما في البلورة فهي محتوى الخيطة العنصرية .

التي تحملها الجزيئات الاخرى . ففي حالة الاوساط المتماثلة المناحي (الموائع ، الزجاج ، البلورات المكعبية) ، يحسب الحقل المؤثر E_i بتطبيق الصيغة [٣٢،٤] من الجزء السادس على الحقول المتغيرة .

$$E_i = E + \frac{P}{3\varepsilon_0} \qquad [٩،٢٤]$$

$\frac{P}{3\varepsilon_0}$ هو عامل لورنتز Lorentz

إن ثنائي الاقطاب المحرض بتشوه الجزء هو :

$$P = \alpha E_i$$

وتصبح علاقة كلاوزيوس – موسوتي Clausius–Mssotti (الجزء الرابع ، [٣٩،٤]) :

$$\frac{\varepsilon r - 1}{\varepsilon r + 2} = \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0}$$ في الضوء كما يلي :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\alpha}{3\varepsilon_0} \qquad [٩،٢٥]$$

وهي تحمل اسم علاقة « لورنتز – لورنتز ». وهي تؤول الى [٩،٧] عندما يكون n^2 قريباً من الواحد قربا كافيا بحيث يمكن كتابة $n^2 + 2 \simeq 3$ ، واذا ادخلنا في [٩،٢٢] عبارة α المعطاة بالعلاقة [٩،٢٥] ، فإننا نجد عوضا عن [٩،١٣] :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Nq^2}{3\ \varepsilon_0\ m} \ \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad [٩،٢٦]$$

او ، عندما يحتوي الجزيء على مجموعة من المجاوبات :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N}{3\ \varepsilon_0} \sum_i \frac{f_i\ q_i^2}{m_i(\omega_i^2 - \omega^2)} \qquad [٩،٢٧]$$

وهي صيغة تقوم مقام [٩،١٥] ، ويمكن ان تؤول الى هـــذه الصيغة الاخيرة العلاقة [٩،٢٧] وذلك بوضع :

$$\omega_i' = \omega_i - \frac{Nf_i\ q_i^2}{3\ \varepsilon_0\ m_i}$$

حيث يمثل ω'_i النبض الخاص للمهتز المعدل بفعل جزيئات محيطة ، ويكون حينئذ :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{3\,\varepsilon_0} \sum_i \frac{f_i\, q_i^2}{m_i(\omega_i'^2 - \omega^2)} \qquad [٩،٢٨]$$

وهذه الصيغ ليست صالحة في جوار النبضات الخاصة ω_i أو ω'_i ، شأنها في ذلك شأن الصيغ التي من نمط [٩،١٢] .

٩ ـ ٧ . ـــ طبيعة المجاوبات الجزيئية :

إن الصيغ النظرية في الفقرات السابقة تحتوي على وسطاء خاصة بالمجاوبات : شحناتها q_i وكتلها m_i وعددها f_i . ولما كنا أعددنا في الفقرة ٩ ـ ٩ مناقشة أكثر تفصيلاً ، فإننا نشير هنا بأنه يمكن أن تستنتج من هذه الصيغ نتائج تتعلق بطبيعة المجاوبات الجزيئية : فالمجاوبات التي تسبب الامتصاص فيما فوق البنفسجي هي الالكترونات ، والمجاوبات المسؤولة عن الامتصاص فيما تحت الأحمر هي الذرات .

وها هو ذا مثال على المحاكمات التي تؤدي الى هذه النتيجة

أ) يمثل تبدد انكسار الهدروجين بين ٠،٤ μ و ٩ μ بصيغة سلماير ذات حد واحد .

$$n^2 = 1{,}000\,272 + \frac{2{,}11.10^{-18}}{\lambda^2 - 7{,}76.10^{-15}} \qquad [٩،٢٩]$$

فإذا قارنا هنا مع [٩،٢٢] وجدنا ان $D_i = 2{,}11.10^{-18}$ و $\lambda_i = 8{,}8.10^{-8}\text{m}$.

وتستنتج من [٩،٢٣] ، باعتبار أن قيمة $4\pi\varepsilon_0 c^2$ تساوي ١٠^٧ وحدات MKSA :

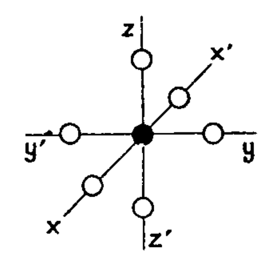
$$\frac{N f_i\, q_i^2}{m_i} = \frac{2{,}11.10^{-18}.10^7\pi}{6.10^{-29}} = 1{,}1.10^{18}$$

إن المجاوبات هي ذرات الهدروجين أو الالكترونات . وفي كلتا الحالتين ، يكون $f_i = 2$. ولما كان N = ٢،٧٢ × ١٠ ^٢٥ جزيئاً/متر مكعب ،فانه ينتج ان :

$$\frac{q_i^2}{m_i} = \frac{1,1.10^{18}}{2,72.10^{25}} = 4,0.10^{-8}$$

ان قيمة $\frac{e^2}{m}$ للالكترون تساوي ٢،٨ × ١٠^-٨ ، وهي تساوي ١،٥ × ١٠^-١١ من أجل ذرة الهدروجين . فمرتبة الكبر الناتجة تدل على مجاوبات الكترونية .

ب) لنفترض في بلورة متأينة NaCl مثلا ، أن اهتزازات الشبكتين البسيطتين (الجزء الثاني ، ١٣ - ٦ ج) لشوارد Na^+ و Cl^- هي التي تولد عزم ثنائي الاقطاب جيبي عند تغيير المسافات ما بين الايونات،ولنسع الي حساب قيمة النبض الخاص للاهتزاز بتطبيق المحاكمات التي استخدمت في حالة الجزيئات الثنائية الذرة (الجزء الثاني ، ١٠ - ٩) ، فكل ايون من احدى الاشارتين (الشكل ٩ - ٧) تحيط به ستة ايونات من اشارة معاكسة مكونة ثماني وجوه منتظم (انظر الشكل ١٣ - ٢ ٤ في الجزء الثاني) . لتكن m_1 و m_2 الكتلتان الخاصتان بالايونين ، وليكن k_0 معامل القوة المعيدة شبه المرنة التي تحافظ على المسافة الوسطية بين الايونين المتجاورين . وعندما تنزاح مجموعتا الايونين Na^+ و Cl^- في اتجاهين متعاكسين وفق xx′ (او yy′ أو zz′) بمقدار x، يُخضع كل ايون لقوة معيدة مقدارها $2 k_0 x$ (الجزء الثالث، ٤ - ٢ د) ، وتعطي معادلات الحركة القيمة التالية للنبض الخاص :



الشكل ٩ - ٧ . بلورة NaCl: الاوضاع النسبية لايون Na (مثلا) وايونات Cl الستة التي تحيط به

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2 k_0}{\mu}} \qquad [٣٠،٩]$$

حيث μ الكتلة المختصرة $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$. ويمكن التعبير عن المعامل k_0 بدلالة واحد من معاملات المرونة للبلورة . وفي الحقيقة ، اذا كانت d المسافة بين ايونين متجاورين(معروفة بواسطة الاشعة السينية) ، فانه يكون هناك $\frac{1}{d}$ ايون في واحدة الطول من صف الايونات وفق xx′ ، و $\frac{1}{d^2}$ صفاً مماثلا في واحدة المساحة الناظمية على xx′ . فيكون لدينا إذن :

$$k_0 = \frac{d^2}{d} c_{11} = dc_{11} \qquad [٩،٣١]$$

حيث c_{11} معامل المرونة الذي يربط بين القوة الموازية الى $x'x$ والتشوه وفق $x'x$. وتبين الاعداد التالية أن الصيغة [٩،٣٠] تؤدي الى قيم للنبض ω_0 متفقة اتفاقاً كافيا مع القيم التي تنتج من قيـاسات الامتصاص بحيث يمكن اعتبار الفرضيات التي انطلقنا منها فرضيات صحيحة .

البلورة	$c_{11}(N/m^2)$	$d\,(m)$	ω_0 المحسوبة	ω_0 المقيسة
NaCl	٤،٩×١٠^١٢	٢،٨×١٠^-١٠	٣،٣×١٠^١٣	٣،٢×١٠^١٣
KCl	٤،٠	٣،١	٢،٤	٢،٧
KBr	٣،٥	٣،٣	٢،٣	٢،١

وسوف نرى أن ما سبق يسمح بتفسير مفصل لمنحنى تبدد مادة ما وربطه ببنية جزيئاته .

٩ ـ ٨ . ـــ الانكسار في مجال الاشعة السينية .

إن الاطوال الموجية للأشعة السينية هي من مرتبـة ٠،١ Å الى ١٠ Å ؛ فهي أقصر كثيراً من الاطوال الموجية الخاصة الاشد ضآلة ، بحيث يمكن تطبيق الصيغة [٩،١٧] ، التي تصبح اذا كتبت بالاطوال الموجية كما يلي :

$$n^2 = 1 - \frac{N\lambda^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 c^2} \sum_i \frac{f_i q_i^2}{m_i} \qquad [٩،٣٢]$$

ويعود المجموع إلى كل المجاوبات ، الذرات منها والالكترونات ؛ ولكن لما كانت كتلة الاولى أكبر كثيراً من كتلة الثانية ، فإنه يمكن إهمال اسهامها، مثلما وجدنا في الفقرة ٩ – ٤ . ويكون لدينا إذن :

$$\sum_i f_i = Z$$

حيث يدل Z على عدد الكترونات الذرة ؛ كذلك فإن q_i هي شحنة الالكترون e ، و m_i كتلته . وعلى هذا تصبح الصيغة [٩، ٣٢] :

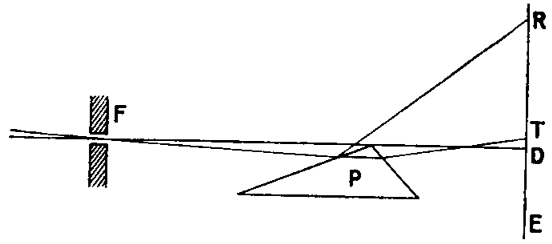
$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{NZ}{4\,\pi^2\,\varepsilon_0\,c^2}\,\frac{e^2}{m} \qquad [\text{٩، ٣٣}]$$

ولدينا $\frac{e^2}{m} = 2{,}8.10^{-8}\,\frac{c^2}{\mathrm{kg}}$. ومن أجل النحاس مثلاً $Z = 29$ ، $N = \mathcal{N}\frac{\rho}{A}$ حيث الكتلة الذرية $A = 65$ ، والكتلة الحجمية $\rho = 8{,}5.10^3\,\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}$ ، وعدد آفوكادرو $\mathcal{N} = ٦{,}٢ \times ١٠^{٢٦}$ جزيئاً في الكيلومول . فمن أجل $\lambda = 1\,\text{Å} = 10^{-10}\,\mathrm{m}$ يكون لدينا :

$$1 - n^2 = \frac{10^{-20}.6{,}02.10^{26}.8{,}5.10^3.29.2{,}8.0^{-8}}{314.10^7.65} \simeq 2.10^{-5}$$

فالقرينة تختلف إذن قليلاً عن الواحد في مجال الاشعة السينية . ولهذه الخاصة أهمية عملية بالغة في بصريات الاشعة السينية ، لأنها تحول دون استعمال العدسات والمواشير . وقد أمكن إظهار ان القرينة أقل قليلاً من الواحد بتجارب الانكسار أو الانعكاس الكلي .

٥ - لقد أمكن الحصول على انحراف الاشعة السينية بموشور من الكوارتز كما

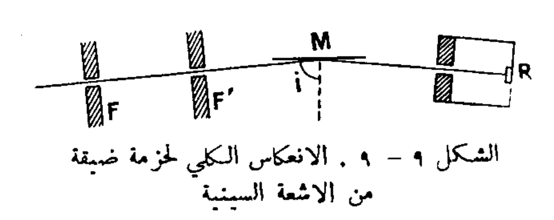


الشكل ٩-٨ . حزمة ضيقة من الاشعة السينية حين تلاقي موشوراً من الكوارتز

هو مبين في الشكل ٩ - ٨ . إن حزمة ضيقة من الاشعة السينية المتباعدة بعض

الشيء والتي تمر من خلال الشق F تترك على الحاجز E أثراً مباشراً D ، وأثراً R للحزمة المنعكسة على وجه الدخول في الموشور P ، وأثراً T للحزمة البارزة بعد الانكسار . ويمكن حساب القرينة من الوضع النسبي للأثرين T و D .

ـ٥ـ إن الانعكاس الكلي للأشعة السينية على مرآة M (الشكل ٩ - ٩) يتم بزاوية ورود أكبر من الزاوية الحرجة l ، حيث $\sin l = n$. وتكون الزاوية l دائماً قريبة من ٩٠° (وهي لا تختلف عنها



الشكل ٩ - ٩ . الانعكاس الكلي لحزمة ضيقة من الاشعة السينية

إلا بنحو ٢٠ دقيقة في المثال العددي المذكور أعلاه) ، ويمكن قياس الزاوية l ، بأن يُدار معاً في آن واحد المرآة M والمستقبل R (الذي لا يستقبل إلا الاشعة المنعكسة في مناحٍ معينة تمام التعيين) حول منحى الورود FF′ .

٩ـ٩ . ـــ الانكسار في مجال ما فوق البنفسجي والضوء المرئي وما تحت الاحمر .

إن للفروق في البنية الجزيئية ، في هذه المناطق الطيفية ، تأثيراً كبيراً على الانكسار بخلاف ما هو عليه الحال في الاشعة السينية .

أ) فيما فوق البنفسجي ، ما بين ١٠٠ Å و ٤٠٠٠ Å ، نلقى أطوالاً موجية خاصة الكترونية من أجـــل كل المواد . وصيغ التبدد التي هي من النمط [٩،٢٢] والخاصة بالاجسام غير الملونة ، في الطيف المرئي ، تحتوي كلها على حد واحد على الاقل تكون فيه λ_i طولاً موجياً فيما فوق البنفسجي .

إن الجزيئات الوحيدة الذرة (الغازات الخاملة ، Na ، Hg ، ...) والجزيئات الثنائية الذرة المكونة من نوع واحد من الذرات (H_2، O_2، N_2)، والبلورات الشفافة ذات عناصر مثل C (أنواع الماس النقية جداً) ، ليس لها الا عصائب امتصاص ألكترونية ولا تمتص شيئاً في ما تحت الاحمر . ويمثل امتصاصها في الطيف المرئي وفي ما تحت الاحمر تمثيلاً جيداً بصيغ من نوع الصيغة المستعملة من أجل الهدروجين [٩،٢٩] ، أي :

$$n^2 = n_\infty^2 + \frac{D}{\lambda^2 - \lambda_v^2}$$

فمثلاً ، بين ٤,٠ و ٩ مكرون ، لدينا :

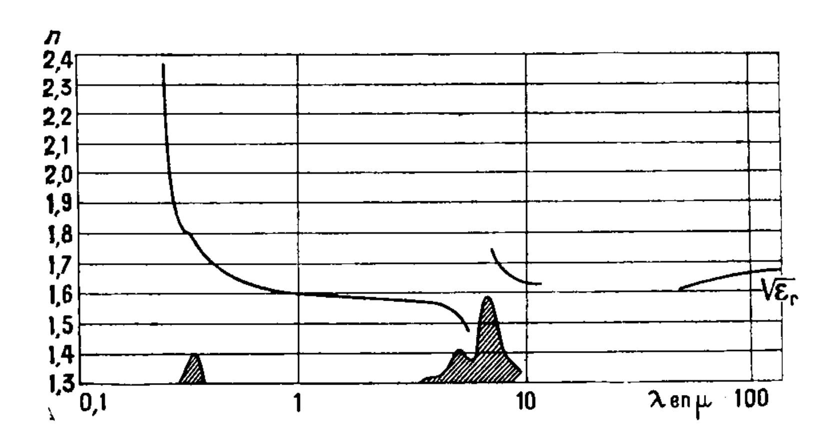
الأكسجين	$n_\infty^2 = 1{,}000528$	D: $3{,}70.10^{-18}$	$\lambda_v = 8{,}36\ .10^{-8}$m
الهواء	1,000576	$3{,}28.10^{-18}$	$7{,}5\ .\ 10^{-8}$

وتكون قيمة n_∞^2 ، التي يتم الحصول عليها بالاستقراء الخارجي ، على اتفاق حسن مع قيمة ε_r (انظر الجدول ٩-١) من اجل كل تلك المواد .

وفي الحقيقة، ليس هناك في طيف ما فوق البنفسجي لهذين الغازين اكثر من نهاية عظمى واحدة للامتصاص : فالاكسجين مثلاً يُظهر منها اثنتي عشرة نهاية ما بين ١٨٠٠ Å و ٢٠٠٠ Å . فقيمة λ_v لا تستنتج إذن من التجربة ، وإنما تمثل وسيطاً لا يراد منه الا أن يوجد في منطقة الامتصاص . والامر كذلك من أجل العديد من البلورات ، فطيف NaCl مثلاً ، له نهايتان أعظميتان للامتصاص عند ١٥٨,٠ μ وعند ١٢٨,٠ μ ، ونهايات عظمى أخرى بلا ريب من أجل الاطوال الموجية الاقصر . ومع ذلك فإن يمكن تمثيل تبدد هذا الجامد ، ما بين ٣,٠ μ و ٥ μ ، بصيغة سلماير ذات حد واحد لما فوق البنفسجي الذي أخذ طول موجته λ مساوياً ١٠٥,٠ μ ، ولكن من الممكن اختيار طول يختلف عن ذلك قليلاً دون نقصان في الدقة .

وفي كل هذه الحالات ، يعود النجاح في التقريب المستعمل الى أن امتداد طيف الامتصاص ضئيل بالنسبة للمسافة التي تفصله عن مجال الاطوال الموجية الذي تطبق فيه الصيغة .

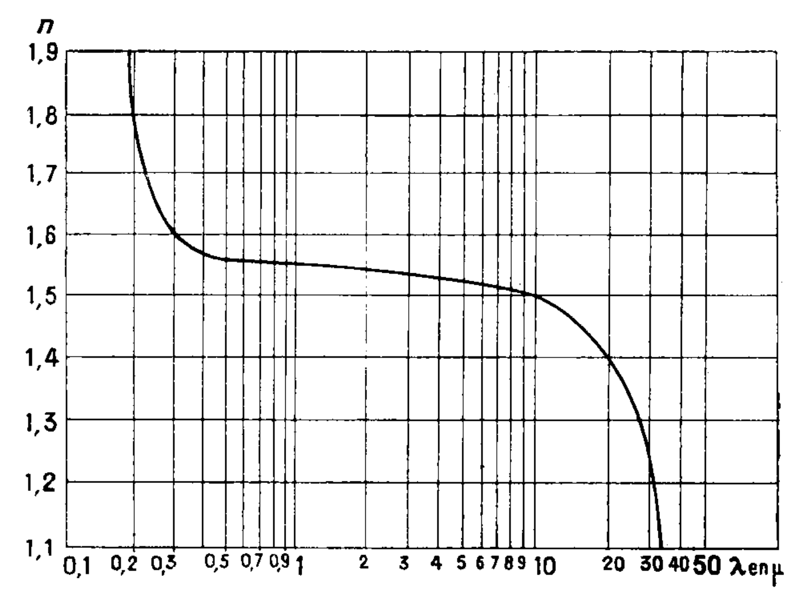
ب) إن للجزيئات الثنائية الذرات المكونة من ذرات مختلفة، ولكل الجزيئات الكثيرة الذرات ولكل بلورات المواد المركبة، عصائب امتصاص في كلا الطيفين، مافوق البنفسجي وما تحت الاحمر . ومن اجل المواد الشفافة من هذا النوع، نجد ان قرينة الانكسار، بعد ان يبدو أنها تنتهي، من البنفسجي الى الاحمر، نحو حد ما، تأخذ في التناقص عندما تتابع القياسات في ما تحت الاحمر (الشكل ٩-١٠ والشكل ٩- ١١) فلا يمكن إذن أن نتوقع وجود اتفاق حسن بين قيمة n^2 ،



الشكل ٩ - ١٠ - قرينة انكسار CS_2 المائع بين ٠،٣ و ١٠٠ μ
(الفواصل الغريتمية) . المناطق المخططة تمثل مناطق امتصاص .

المستقرأة خارجياً بدءاً من قياسات في الطيف المرئي ، وبين قيمة ε_r . ولكن الاتفاق يعود فيحدث غالباً عندما يؤخذ بعين الاعتبار تأثير عصائب ما تحت الاحمر ، سواء أكان ذلك بصيغ من نوع [٢٨،٩] أم بقياسات فيما تحت الاحمر البعيد . فمن أجل كبريت الفحم المائع، الشكل (٩ - ١٠)، تعطى القياسات فيما

بعد ١٠٠ µ من طيف ما تحت الاحمر ، القيمة الثابتة $n_\infty^2 = 2{,}75$ ، ويعطى قياس ε_r المقدار ٢,٦٣ . ومن اجل NaCl (الشكل ٩ - ١١) ، تحسب $n_\infty^2 = 6{,}1$ من أجل $\lambda = 300\ \mu$ ، و $\varepsilon_r = 5{,}8$ ؛ ومن أجل الكوارتز (الشكل ٤-٢٦) وفي حالة $\lambda = 56\mu$ نجد $n = 2{,}12$ من أجل الشعاع العادي و $\varepsilon = 2{,}11$.



الشكل ٩-١١ - قرينة انكسار NaCl الجامد بين ٠,٢ و ٣٥ µ
(الفواصل لغريثمية) .

٩ - ١٠ . - الانكسار في ما تحت الاحمر البعيد وفي المجال الهرتزي :

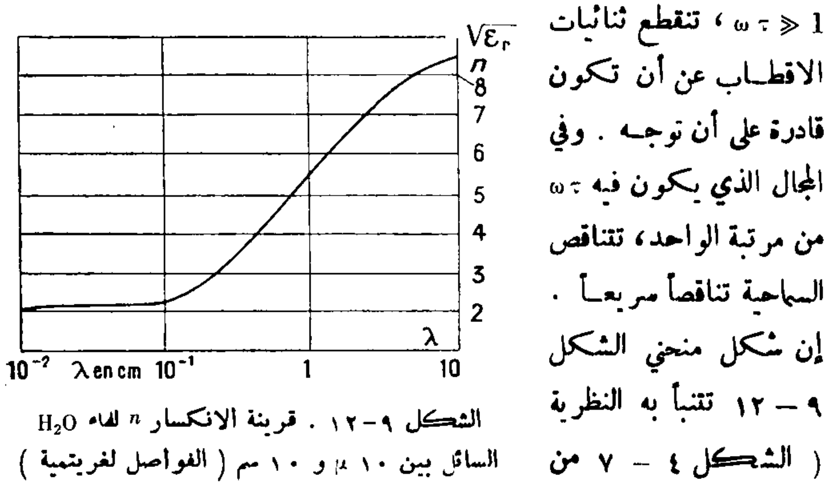
أ) غير انه في حالات معينة ، تظل هناك فروق هامة بين قيم ε_r وقيم n_∞^2 المقيسة من اجل أطوال موجية أعلى من الاطوال الموجية للاهتزازات الذرية في ما تحت الاحمر . ففي حالة الماء مثلاً يكون $n_\infty^2 = 4{,}37$ من أجل $\lambda = 150\ \mu$ ، ويكون $\varepsilon_r = 79$.

وتتعلق كل هذه الحالات بمركبات ، أغلبها من السوائل ، تكون جزيئاتها قطبية ، أي تتمتع بعزم ثنائي الاقطاب دائم . ولا تعود سماحية الوسط الى تشوه الجزيئات فقط ، بل تعود ايضاً الى اتجاهاتها في الحقل الكهربائي (الجزء السابع ، ٤–١٢) . وعلى هذا ، أخذت الظاهرة الاولى فقط بعين الاعتبار من أجل حساب ε_r . وينبغي التمييز بين حالة الغازات وحالة الموائع .

ب) في الغازات القريبة من الحالة الكاملة ، تكون الجزيئات حرة في أن تدور (الجزء الثاني ١٠ ـ ٨) . وفي هذه الحالة ، يكفي اعتبار مرتسم عزم ثنائي الاقطاب على منحى الحقل الكهربائي للموجة (الجزء الاول ، ١٤ - ١ ب) كي يُرى أن دوران عزم ثنائي الاقطاب يكافىء اهتزاز الشحنة . وتحدث ظاهرة تجاوب عندما تساوى السرعة الزاوية للدوران ω_0 نبضَ الموجة ؛ وينتج عن ذلك ، على جانبيْ ω_0 ، تغير في الاستقطاب شبيه بالتغير الذي يمثله الشكل ٩ ـ ٤ . فمثلاً ، ان قيمة مربع قرينة انكسار حمض الكلور HCl ، المستقرأ فيما بعد منطقة امتصاص ما تحت الاحمر قريباً من ٤ μ ، تساوي $n^2=1{,}00088$ بينما $\varepsilon_r = 1{,}000104$. وينبغي أن يُعزى الفرق الى تأثير تواترات الدوران ، التي توافق أطوالاً موجية أكبر من ٦٠ مكرون ، والتي لم تجر من أجلها قياسات للقرينة .

ج) وبينما يتوقع ، وفقاً لما سبق ، أن سماحية الغازات ينبغي أن تصبح أعلى من ε_r عندما يزداد النبض بما فيه الكفاية بدءاً من الصفر ، يلاحظ عكس ذلك في حالة الموائع ، كما يتبين من الشكل ٩ ١٢ ، الخاص بالماء . ومن المعروف (الجزء السابع ، ٤ ـ ٥) أن اللزوجة ، في هذه الحالة ، تسبب وجود زمن الارتخاء τ ، مما لا يسمح لثنائيات الاقطاب الجزيئية بأن تتابع تغيرات الحقل وان تقدم مساهمتها الكاملة في الاستقطاب بالتوجيه ، إلا إذا كانت هذه التغيرات بحيث يكون $\omega\tau$ أقل كثيراً من الواحد . وعندما يكون

$1 \gg \omega\tau$ ، تنقطع ثنائيات الاقطـاب عن أن تكون قادرة على أن توجـه . وفي المجال الذي يكون فيه $\omega\tau$ من مرتبة الواحد، تتناقص السماحية تناقصاً سريعـاً . إن شكل منحني الشكل ٩ — ١٢ تتنبأ به النظرية (الشكل ٤ — ٧ من الجزء السابـع [1]) .



الشكل ٩-١٢ . قرينة الانكسار n للماء H_2O السائل بين ١٠ µ و ١٠ سم (الفواصل لغريتمية) عندما يزداد λ ، تنتهي n إلى $\sqrt{\varepsilon_r}$.

وإذا توخينا الدقة فإننـا نرى ، بالرجوع الى الصيغة [١٧،٤] من الجزء السابـع ، أن الاستقطاب بالتوجيه ، الذي يساوي $\frac{Np_0^2}{3kT}$ في حقل راكد (الجزء السادس ، ٤ — ١٢) يصبح في حقل نبضه ω ، مساوياً :

$$\frac{Np_0^2}{3kT}\frac{1}{1+j\omega\tau} \qquad [٣٤،٩]$$

فمن أجل الماء ، يكون τ قريباً من ١٠$^{-١١}$ ثانية . وتلاحظ في جوامد معينة ، ظواهر شبيهة بالظواهر السابقة ، ولكن بقيم أكبر كثيراً من زمن الارتخـاء . فمن أجل الزجاج مثلاً ، يكون τ من مرتبة ١٠$^{-٤}$ ثانية .

٩ ـ ١١ . — استقطاب ثنائي الاقطاب ، الذري والالكتروني .

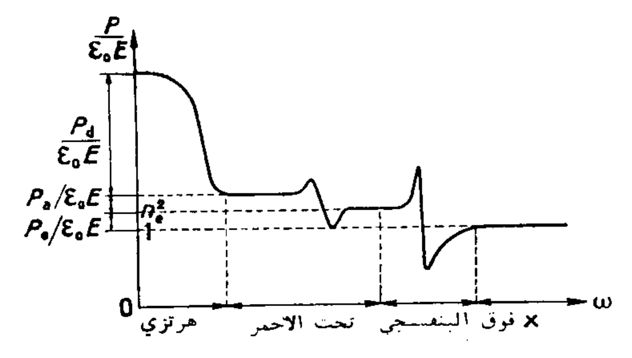
أ) وجملة القول ، إن قياسات السماحية التي تتم في حقل كهراكدي أو عند

(١) يلاحظ أن هذه الصورة تختلف اختلافا بينا عن صورة منحنيات الشكل ٩ — ٤ .

تواترات صناعية تكشف عن استقطاب العازل الذي له ثلاثة أصول . فتوجيه عزوم ثنائي الاقطاب الدائمة للجزيئات ، اذا كانت هذه الجزيئات قطبية ، يولد **الاستقطاب ثنائي الاقطاب** P_d . وخلق عزوم ثنائي الاقطاب المحرّضة في الجزيئات يحدث في وقت معاً بفعل تغير الاوضاع الوسطية للذرات المشحونة (**استقطاب ذري او ايوني** P_a) ، وبفعل انفصال مراكز ثقل الشحنات الموجبة والشحنات السالبة . ولما كانت كتلة الالكترون أقل كثيراً من كتلة النواة الذرية ، فان انزياح الالكترونات يكون أكبر كثيراً من انزياح النوى (باعتبار أن مركز عطالة الكتل يظل ثابتاً) : لذلك سمي هذا الجزء من الاستقطاب ،**الاستقطاب الالكتروني** P_e . ويكون لدينا وفقاً للعلاقة [٩،٦] :

$$\frac{P}{\varepsilon_0 E} = \frac{1}{\varepsilon_0 E}(P_e + P_a + P_d) = \varepsilon_r - 1$$

ويبين الشكل ٩ - ١٣ بشكل تخطيطي مبسط كيف تنضاف الكميات السابقة في مختلف المناطق الطيفية وتختفي ، تحت تأثير عطالة الجسيمات ، كلما ازداد تواتر الحقل .



الشكل ٩ - ١٣ . تخطيط يظهر الاصول الثلاثة للاستقطاب الكهرنافذي

ومن أجل جزيئات غير قطبية ، يكون $P_d = 0$ ، واذا رمزنا بـ n_e الى

قيمة قرينة الانكسار المستقرأة عنـــد الاطوال الموجية الكبيرة اعتماداً على قياسات أُجريت في الطيف المرئي ، فإننا نجد :

$$\frac{P_e}{\varepsilon_0 E} = n_e^2 - 1, \qquad \frac{P_a}{\varepsilon_0 E} = \varepsilon_r - n_e^2 \qquad [٣٥،٩]$$

ب) يمكن أن نحسب الاستقطابية الالكترونية α_e ، من أجـل المواد المتماثلة المناحي بالصيغة [٢٥،٩] :

$$\frac{N\alpha_e}{3\,\varepsilon_0} = \frac{n_e^2 - 1}{n_e^2 + 2}$$

وقد وُجـد ان قيم α_e من مرتبة $10^{-40}\ F.m^2$ ، كما تظهر ذلك الاعداد التالية :

المادة	He	Ar	O_2 غاز	O_2 سائل	H_2O بخار	H_2O سائل	HCl	HI
$\alpha_e.10^{40}$	0,2	1,8	1,78	1,77	1,68	1,64	2,9	6

إن مرتبة الكبر هـذه هي تماماً المرتبة التي تعطيها الصيغتان [٢٥،٩] و [٢٦،٩] بأخـــذ $\lambda_0 = 2.10^{-7} m$ ($0,2\,\mu$) ، وبإهمـال ω^2 أمام $\omega_0^2 = \frac{4\,\pi^2 c^2}{\lambda_0^2}$ ، أي :

$$\alpha_e \simeq \frac{e^2}{m\omega_0^2} \simeq \frac{2,56.10^{-38}.\ 4.10^{-14}}{9,10^{-31}.\ 4\pi^2.9.\ 10^{16}} \simeq 3.10^{-40}\, F.m^2$$

وتبين الاعداد السابقة أنه ، من أجل مادة معينة وتواتر معين ، لا تتعلق قيم α_e إلا قليلاً بالحالة الفيزيائية . وبعبارة أخرى ، فإن الكمية $\frac{n^2-1}{n^2+1} \cdot \frac{1}{n}$ ، أو الكمية :

$$\mathcal{R} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} \qquad [٣٦،٩]$$

حيث يدل ρ على الكتلة الحجمية ، تظل ثابتة تقريباً عندما يتغير N أو ρ ، ولو كان هذا التغير كبيراً . وتسمى هذه الكمية **الانكسار النوعي** أو **لا متغير الانكسار** . فلدينا مثلاً :

المادة		الماء	كبريت الفحم	الكلوروفورم	الكحول الاتيلي
$10^4 \mathcal{R}\left(\frac{m^3}{kg}\right)$	بخار	1,26	2,90	1,80	2,82
	سائل	1,25	2,81	1,79	2,80

إن ثبات الانكسار النوعي [٩، ٣٦] المبني على العبارة [٩، ٢٤] للحقل المؤثر ، تتحقق صحته تحققاً أفضل بكثير من ثبات العبارة $\frac{n^2-1}{\rho}$ التي يمكن استنتاجها من الصيغة [٩، ٧] .

وإذا ضربنا الكمية [٩، ٣٦] بالكتلة الجزيئية للمادة ، نحصل على العبارة التالية .

$$\mathcal{R}_m = \frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{M}{\rho} \qquad [٩، ٣٧]$$

التي تسمى **الانكسار الجزيئي** ، الذي يتغير ايضاً بتغيرات الحالة .

وقد سُعي الى تمثيل الانكسار الجزيئي للمركبات بمجموع حدود خاصة بذراتها المكونة لها . فمن أجل مركب صيغته $A^aB^bC^c$ ... ، يُحسب $\mathcal{R}_m$ من العلاقة :

$$\mathcal{R}_m \approx a\mathcal{R}_a + b\mathcal{R}_b + ... \qquad [٩، ٣٨]$$

حيث تمثل $\mathcal{R}_a$ و $\mathcal{R}_p$ ، .. الانكسارات الذرية ، وهي مقادير ثابتة تميز العناصر المختلفة (انظر الجزء السادس ، ١٤-١٠ د) . وقد حسبت الانكسارات

الذرية للعناصر H و O و N و Cl ... بالصيغة [٩،٣٨] بأخذ نصف قيمة $\mathcal{R}_m$ الخاصة بالجزيئات الثنائية الذرة للأجسام البسيطة . وعلى سبيل المثال ، وجدت القيم التالية (من أجل الخط D) :

العنصر	H	O	N	Cl	Br
$10^4 \mathcal{R}$	1,1	2,0	2,2	5,9	8,7

وتعطى الصيغة [٩،٣٨] نتائج بيّن بيّن ، عندما تُطبق على المركبات غير العضوية ، كما تبين ذلك الامثلة التالية :

المركب	H_2O	H Cl	H Br	N_2O	NO
$10^4 \mathcal{R}_m$ من [٩،٣٧]	3,74	6,67	9,08	7,53	4,36
$10^4 \mathcal{R}_m$ من [٩،٣٨]	4,2	7,0	9,8	6,4	4,2

ويتحسن الاتفاق بين الصيغتين [٩،٣٧] و [٩،٣٨] ، من أجل المركبات العضوية ، بأن تضاف الى العلاقة الاخيرة حدود بنية تميز طبيعة الصلات بين الذرات أو التابع الكيميائي لكل منها . فمثلاً ، قيمة $\mathcal{R}_m$ من أجل الكحول الإتيلي C_2H_6O تساوي ١٢،٨٩ وفقاً للعلاقة [٩،٣٧] .

وفي البلورات الايونية المكعبية ، كبلورات المركبات القلوية للهالوجينات ، تكون الاستقطابية ، المحسوبة بالصيغة [٩،٣٥] ، ممثلة تمثيلاً جيداً نوعاً ما بمجموع حدين خاصين بالايونين :

الايون :	F	Cl	Br	I	Li	Na	K	Rb
$\alpha_e . 10^{40}$	1	3	4,5	6,5	0,03	0,3	0,9	1,8

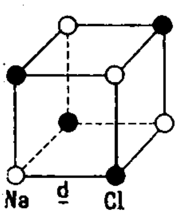
ج) ويمكن ايضا الحصول أحيانا على مرتبة كبرها بحسابات بسيطة . ويصح هذا في

حالات البلورات المكعبية للهالوجينات القلوية ، التي سبق اعتبارها في الفقرة ٩ - ٧ . وفي الحقيقة،فان عزم ثنائي الاقطاب الذي يتولد بانتقال نسبي x للأيونين المتجاورين اللذين شحنتها e ، تحت تأثير حقل كهراكدي E ، يساوي :

$$P_a = ex = \alpha_a E$$

وتتوازن القوة المعيدة $2 k_0 x$ حينئذ مع القوة الكهراكدية eE ، ومنه نجد وفقـا للعلاقة [٩،٠٣] :

$$x = \frac{eE}{2 k_0} = \frac{eE}{\mu\omega_0^2}$$



الشكل ٩ - ١٤. مكعب عنصري لكلور الصوديوم

ويكون الاستقطاب P_a ، أي عزم ثنائي الاقطاب لواحدة الحجم ، مساويا $P_a = \frac{p_a}{V}$ ، حيث V الحجم الذي يشغله الايونان. ويرى في الشكل ٩-١٤)أن $V = 2 d^3$ لأن المكعب ذا الضلع d يحتوي على $\frac{٤}{٨}$ من الايونين . فيكون لدينا اذن :

$$\frac{P_a}{\varepsilon_0 E} = \varepsilon_r - n^2 = \frac{e^2}{\varepsilon_0 \omega_0^2 \mu 2 d^3}$$

ونجد $2,7 = \varepsilon_r - n_e^2$ ، اعتماداً على معطيات الفقرة ٩ - ٧ من أجل Cl Na وعلى أن : $\frac{23 + 35,5}{23 \times 35,5} = \frac{\mathfrak{M}}{\mu}$. ويعطي القياس المباشر $5,63 = \varepsilon_r$ و $n_e^2 = 2,25$ أي : $\varepsilon_r - n_e^2 = 3,38$.

٩ - ١٢ . — نظرية التبدد الشاذ في الاجسام الكهرنافذية (العازلة) :

أ) إذا أدخلنا ، في سبيل شرح الانكسار ، تواقت المهتزات الجزيئية التي تخضع لقوانين الميكانيك النيوتني ، فمن الطبيعي إتمام المعادلة [٩،٩] بأن ندخل فيها حد تخامد يتناسب مع سرعة الاهتزاز ، كما في [٨،١] ، مما يعطي معادلة مماثلة للمعادلة [٣٥،٤] في الجزء الثالث :

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} + k' \frac{ds}{dt} + k_0 s = qE_m \sin \omega t \qquad [٩،٣٩]$$

ويمكن كتابتهـــا ، كما في الفقرة ٥ - ١١ من الجزء الثالث ، باستعمال الاعداد العقدية :

$$\mathbf{s}\,(-\,m\,\omega^2 + \mathrm{j}\,\omega\,k' + k_0) = q\mathbf{E} \qquad (\mathrm{j} = \sqrt{-1})$$

وتستنتج من ذلك ، نظراً لكون $p = qs$ ، عبارة الاستقطابية

$$\alpha = q\frac{\mathbf{s}}{\mathbf{E}} = \frac{q^2}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2 + \mathrm{j}k''\,\omega)} \qquad [٩،٤٠]$$

و $$k'' = \frac{k'}{m}$$

حيث $\omega_0^2 = \frac{k_0}{m}$. وعندما يؤخذ التخامد بعين الاعتبار ، تصبح الاستقطـابية عندئذ مقداراً عقدياً ، مما يدل (الجزء السابع ، ٢ – ٧) على أنه يوجد فرق في الطور بين p و E . وتحل مكان الصيغة [٩،١٥] الصيغة التالية :

$$\mathbf{n}^2 - 1 = \frac{N}{\varepsilon_0}\sum_i \frac{f_i q_i^2}{m_i(\omega_i^2 - \omega^2 + \mathrm{j}k_i''\,\omega)} \qquad [٩،٤١]$$

وذلك عندما يكون هناك بضعة مهتزات تختلف في نبضاتها الخاصة وفي تخامداتها.

ب) ولمناقشة هـذه الصيغة ، سوف نقتصر على اعتبار منطقة امتصاص واحدة ، في غاز ذي ضغط منخفض ، بحيث يمكن وضع $2\,(n-1)$ مكان n^2-1 ، نظراً لكون قرينة الانكسار قريبة جداً من الواحد . وحينئذ تكتب المعادلة [٩،٤١] كما يلي :

$$\mathbf{n} - 1 = n - \mathrm{j}k - 1 = \frac{N f_i\, q_i^2}{2\,\varepsilon_0\, m_i}\;\frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2 + \mathrm{j}k_i''\,\omega} \qquad [٩،٤٢]$$

لنجعل على حدة الاقسام الحقيقية والاقسام الوهمية الصرفة من كلا الطرفين :

$$\left.\begin{aligned} n-1 &= \frac{Nf_i q_i^2}{2\,\varepsilon_0 m_i}\,\frac{\omega_i^2-\omega^2}{(\omega_i^2-\omega^2)^2+k_i''^2\omega^2} \\ k &= \frac{Nf_i q_i^2}{2\,\varepsilon_0 m_i}\,\frac{k_i'\omega}{(\omega_i^2-\omega^2)^2+k_i''^2\omega^2} \end{aligned}\right\} \qquad [٤٣،٩]$$

ولنفرض أن الامتصاص يمتد الى منطقة طيفية بما يكفي لتمكيننا من كتابة :

$$\omega_i^2-\omega^2 = 2\,\omega_i(\omega_i-\omega)$$

ومن وضع :

$$k_i''\omega \simeq k_i''\,\omega_i \qquad [٤٤،٩]$$

نظراً لأن نبض الموجات المعتبرة يختلف قليلاً عن ω_i .

لنأخذ كذلك متحولاً النسبة :

$$u = \frac{2\,(\omega_i-\omega)}{k_i''} \qquad [٤٥،٩]$$

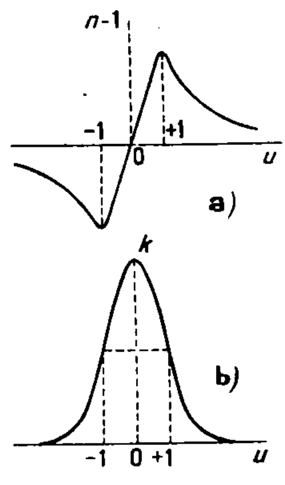
وحينئذ تكتب الصيغتان [٤٣،٩] كما يلي :

$$n-1 = \frac{Nf_i q_i^2}{2\,\varepsilon_0 m_i k_i''\,\omega_i}\,\frac{u}{u^2+1} = A\,\frac{u}{u^2+1} \qquad [٤٦،٩]$$

$$k = \frac{Nf_i q_i^2}{2\,\varepsilon_0 m_i k_i''\,\omega_i}\,\frac{1}{u^2+1} = A\,\frac{1}{u^2+1} \qquad [٤٧،٩]$$

ويكون للمنحنيين اللذين يمثلان التابعين [٤٦،٩] و [٤٧،٩] الهيئة

المبينة في الشكلين ٩ - ١٥ a و b ، ويحدد المنحنى $k = f(u)$ **خط امتصاص** . وعندما $u = 0$ ، يكون $\omega = \omega_i$ ، ويمر الامتصاص بقيمة عظمى تساوي A ؛ وتنعدم الكمية $n - 1$. وعندما $u = \pm 1$ يكون $\frac{k_i''}{2} = |\omega_i - \omega|$ ، وينقص الامتصاص الى $\frac{A}{2}$. وتدل المسافة الفاصلة k_i'' على **نصف عرض خط** الامتصاص (الفقرة ٤ - ١٦) ؛ وعندما $u = +1$ ، يمر $n - 1$ بقيمة عظمى تساوي $\frac{A}{2}$ ، وعندما $u = -1$ ، يمر $n - 1$ بقيمة صغرى تساوي $-\frac{A}{2}$. وتقع بين هاتين النهايتين العظمى والصغرى ، منطقة الامتصاص الشاذ . ويلاحظ أن لمنحنى الشكل ٩ - ١٥ a تماماً المظهر العام للمنحنى التجريبي للتبدد المبين في الشكل ٩ - ٢ .



الشكل ٩-١٥ . تمثيل التابعين [٩،٤٦] و [٩،٤٧]

ج) يمكن حساب الثابت A الوارد في الصيغتين [٩،٤٦] و [٩،٤٧] بواسطة قياسات الامتصاص التي تسمح بتعيين مقدار ما يفقده التدفق الوحيد اللون $\mathfrak{T}$ نتيجة لاختراقه ثخناً dx من الوسط ، والذي يخضع (الفقرة ٥- ١١ب) للقانون التالي :

$$- d\mathfrak{T} = 2 K \mathfrak{T} dx$$

حيث $K = \frac{\omega k}{c}$ ، وفقاً للعلاقتين [١،١١] و [١،١٤] .

ولما كنا قد افترضنا فيما سبق أن منطقة الامتصاص ضيقة، فاننا نقبل ان التدفق $\mathfrak{T}$ الذي يرسله المنبع ذو قيمة ثابتة على كل امتداد هذه المنطقة . ولكن K يختلف باختلاف ω فيكون لدينا إذن :

$$- \mathrm{d}\mathcal{P} = 2\,\mathcal{P}\,\mathrm{d}x \int K\,\mathrm{d}\omega = \frac{2\,\mathcal{P}\,\mathrm{d}x}{c}\int k\omega\,\mathrm{d}\omega$$

مع امتداد التكامل الى المجال الطيفي حيث تكون لـ k قيمة كبيرة . وبالتعويض عن k بالعبارة [٩،٤٧] ، وملاحظة أن $\mathrm{d}u = -2\,\frac{\mathrm{d}\omega}{k'_i}$ ، وفقاً للعلاقة [٩،٤٥] نحصل على :

$$\mathrm{d}\mathcal{P} = \mathcal{P}\,\mathrm{d}x\,\frac{N f_i\,q_i^2}{2\,\varepsilon_0\,m_i\,\omega_i\,c}\int \omega\,\frac{\mathrm{d}u}{u^2+1}$$

او اذا وضعنا ω_i مكان ω ، كما في [٩،٤٤] :

$$\mathrm{d}\mathcal{P} = \mathcal{P}\mathrm{d}x\,\frac{N f_i\,q_i^2}{2\,\varepsilon_0\,m_i\,c}\int \frac{\mathrm{d}u}{u^2+1}$$

ويرى في الشكل ٩-١٥ b ، أن للتكامل ، الذي يساوي المساحة المحصورة بين المنحني ومحور الفواصل ، قيما متقاربة في مجال u حيث يكون الامتصاص محسوساً وفي المجال من $-\infty$ الى $+\infty$. فلدينا اذن على نحو تقريبي :

$$\mathrm{d}\mathcal{P} \simeq \mathcal{P}\mathrm{d}x\,\frac{N f_i\,q_i^2}{2\,\varepsilon_0\,m_i\,c}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{d}u}{u^2+1}$$

وتكون للتكامل عبارة هي $\mathrm{arc\,tg}\,u$ وقيمتها π ، ما يعطي اخيراً :

$$\mathrm{d}\mathcal{P} \simeq \frac{\pi N f_i\,q_i^2}{2\,\varepsilon_0\,m_i\,c}\,\mathcal{P}\,\mathrm{d}x \qquad [٩،٤٩]$$

ويلاحظ ان ما يفقده التدفق لا يتوقف على العرض $2\,k'_i$ ، لخط الامتصاص ، ولا يتعلق الا بالثوابت الجزيئية وكذلك على عدد الجزيئات في واحدة الحجم N .

وعندما لا يكون الامتصاص ضئيلاً ، يحل محل الصيغتين [٩،٤٣] و [٩،٤٨] علاقات اقل بساطة .

إن الدراسة التجريبية لشكل خطوط الامتصاص للغازات تتفق في حالات معينة مع منحني الشكل ٩ — ١٥ b ، وفي أغلب الاحوال ، على الرغم من أن

المظهر العام كمظهر هذا المنحنى ، فإن التمثيل ليس أميناً جداً . وليست فرضية المهتزات التوافقية المتخامدة ، التي يستندعليها التمثيل السابق للامتصاص ، تقريباً مرضياً جداً . وسوف نناقش أسباب ذلك في الفقرة ٩ ١٤ .

٩ ـ ١٣ . ـ الانعكاس والتبدد :

أ) إن الصيغة [٨، ٣] التي تعطي، في حالة الاجسام الشفافة، عامل الانعكاس عندما يكون الورود ناظمياً من وسط قرينته n على وسط قرينته n' بالعلاقة :

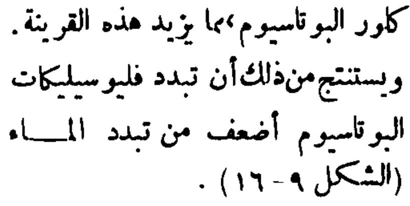
$$\rho = \left(\frac{n - n'}{n + n'} \right)^2 \qquad [٤٩،٩]$$

تُبين أن ρ يتغير بتغير طول الموجة ، نتيجة لتبدد القرينتين n و n' . وفي الحالة الخاصة عندما يتحقق تساوي القرينتين n و n' من أجل شعاعةٍ ما ، مما يجعل ρ منعدماً ، فإنه لا يحدث ذلك بوجه عام من أجل الشعاعات المجاورة ، فتكون هناك نهاية منعدماً صغرى للعامل ρ في المنطقة الطيفية المعتبرة .

ـ٥ـ تجربة كريستيانسن Christiansen : يصب حامض الهيدروفليوسيليسيك Hydrofluosilicique في محلول مركز من كلور البوتاسيوم ، فيتكون راسب من فليوسيليكات البوتاسيوم ، بشكل بلورات صغيرة مكعبية الشكل شفافة وعديمة اللون ، ذات قرينة تساوي قرينة المحلول من أجل شعاعة معينة في الطيف المرئي . فمن أجل هـذه الشعاعة ، يكون المزيج شفافاً ، $\rho = 0$ ، ويكون الانكسار منعدماً ؛ أمـا الشعاعات الاخرى فتعاني انعكاسات متعددة على أوجه البلورات وتنعكس او تنكسر في كل الاتجاهات. فالضوء البارز يكون تبعاً لذلك ملوناً . ويميل اللون الى الازرق عندما يضاف المـاء الى المزيج ، مما يقلل قرينة انكسار السائل ؛ ويميل الى الاحمر عندما يضاف محلول مشبـع من

كلور البوتاسيوم، مما يزيد هذه القرينة.

ويستنتج من ذلك أن تبدد فليوسيليكات البوتاسيوم أضعف من تبدد الماء (الشكل ٩-١٦).



الشكل ٩ - ١٦ - تجربة كريستيانسن I ، ماء ؛ II ، محلول ؛ III فليوسيليكات البوتاسيوم .

ب) في حالة الاجسام الماصة ، يحسب عامل الانعكاس عندما يكون الورود ناظمياً بتعميم الصيغة [٩، ٤٩]، بحيث تحل القرينة العقدية n مكان قرينة الانكسار n :

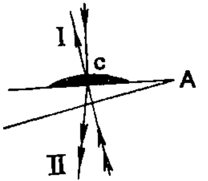
$$\sqrt{\rho} = \left(\frac{\mathbf{n} - \mathbf{n}'}{\mathbf{n} + \mathbf{n}'} \right) \qquad [٩، ٥٠]$$

فعامل الانعكاس ρ هو إذن مقدار عقدي قيمة طويلته تساوي (انظر [٨، ٤٨]) :

$$\rho = \frac{(n-jk-n')\ (n+jk-n')}{(n-jk+n')\ (n+jk+n')} = \frac{(n-n')^2+k^2}{(n+n')^2+k^2} \qquad [٩، ٥١]$$

وتبين هذه الصيغة أنه ينبغي أن يكون تبدد عامل الانعكاس أشد تعقيداً في حالة الاوساط الماصة منه في حالة الاوساط الشفافة ، ذلك لان التبدد يتوقف على k كما يتوقف في الوقت نفسه على n و n' . فإذا كان $n' = 1$ (الهواء) ، فإن ρ لا ينعدم عندما $n = 1$ ، كما هو الحال عندما يكون الوسط شفافاً ، وإنما يكون $\rho = \frac{k^2}{4 + k^2}$ ، أي يزداد k . ويمكن أن يأخذ عامل الانعكاس قيماً عالية من اجل شعاعات معينة ؛ ويكون الضوء المنعكس حينئذ شديداً جداً : ويقال عندئذ إن الجسم الماص يتمتع **بانعكاس معدني اصطفائي** . ولكن وجود نهايات عظمى أو نهايات صغرى للعامل ρ يتوقف بطريقة معقدة على مظهر منحنيات التبدد $n = f(\lambda)$ و $k = f(\lambda)$ ، كما تبين ذلك التجربة التالية :

–٥– تصهر بلورة من السيانين C على الوجه النظيف جداً من موشور زجاجي ذي زاوية صغيرة A (الشكل ٩-١٧)، بحيث لا يكون للحزمتين المنعكستين على الوجه الداخلي وعلى الوجه الخارجي من هـذا المستند المنحى نفسه . فضوء منبع أبيض منعكس على سطح المادة الملونة الذي هو على تماس مع الهواء يعطي



الشكل ٩-١٧ – انعكاس اصطفائي على السيانين في الهواء وفي الزجاج.

شعاعاً I ذا لون أرجواني ؛ أما ذلك الذي ينعكس على السطح الذي هو على تماس مع الزجاج فيعطى شعاعاً II ذا لون اخضر ـ اصفر . وتفسّر هذه النتائج بتبدد السيانين وامتصاصه . ان منحنى ρ_1 في الشكل ٩-٢ يبين قيم عامل الانعكاس المحسوبة استناداً على قيم n و k ، من أجل $n'=1$ (السيانين على تماس مع الهواء) ، ويبين منحنى ρ_2 القيم المحسوبة من اجل $n' = 1,5$ (السيانين على تماس مع الزجاج) . ويُرى أن هناك نهاية صغرى ملحوظة من أجل ρ_1 في منطقة الاخضر . وتُلاحظ في الواقع عصابة مظلمة في طيف الضوء المنعكس ، يكون لونها مكملًا للون الاخضر . ولا يُظهر منحني ρ_2 الا نهـاية عظمى واقعة في الاصفر المخضر ، مثلما يُظهر ذلك منحنى k .

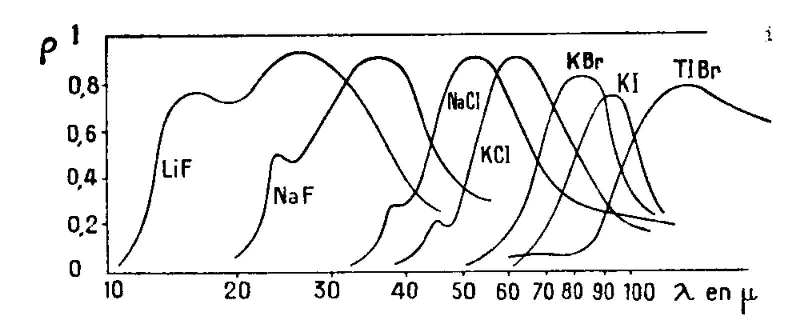
–٥– شوهد الانعكاس المعدني الاصطفائي على بخار الزئبق، الذي يمتص امتصاصاً قوياً شعاعة التجاوب ذات الطول الموجي $\lambda = 2537\ \mathring{A}$. ويولد البخار بكرية من الزئبق Hg (الشكل ٩ – ١٨) موجودة داخل أنبوب من الكوارتز مفرّغ من الهواء . وتكون جوانب الانبوب موشورية للسبب نفسه الذي أوردناه في التجربة السابقة . فالحزمة

الشكل ٩ – ١٨ – الانعكاس المعدني على بخار الزئبق .

الواردة من مصباح بخار الزئبق والمنعكسة على بخار الانبوب تسقط على مصور الطيف . فيظهر الخط الطيفي 2537Å بشدة تزداد ازدياداً سريعاً مع درجة الحرارة ، أي مع كثافة بخار الزئبق .

ويبين الشكل ٩ – ١٩ تغيرات عامل الانعكاس من اجل بلورات مختلفة ، من منطقة ما تحت الاحمر .

وقد لوحظ مفعول كريستيانسن في ما تحت الاحمر .



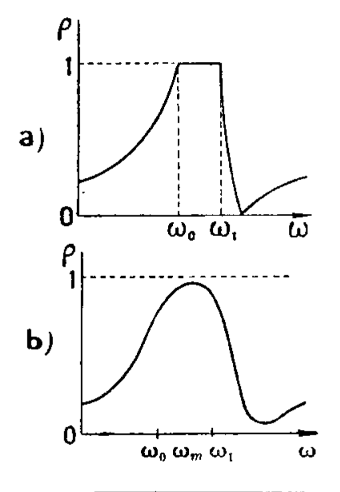
الشكل ٩–١٩ – عوامل الانعكاس لبلورات مختلفة في ما تحت الاحمر
(الفواصل لغريتمية)

ج) عندما تكون لمنحنيات التبدد والامتصاص الهيئة البسيطة التي يظهرها الشكل ٩ – ٤ أو الشكل ٩ – ١٥ ، فإنه يمكن الحصول على علاقات أكثر دقة بين n و k و ρ .

إن المنحني $\rho = f(\omega)$ العائد للمظهر التخطيطي لـ n^2 ، والمعطى بالشكل ٩ – ٤ ، قد مُثل على الشكل ٩ – ٢٠ a . ففي مجال النبضات $\omega_0 < \omega < \omega_1$ ، حيث تكون n وهمية صرفة ، يكون ρ مساوياً للواحد . وفي حالة نبض أعلى من ω_1 ويوافق $n = 1$ ، ينعدم ρ . وعندما يؤخذ التخامد بعين الحسبان ، ويمثل التبدد بالصيغتين [٩،٣ ٤] ، فان عامل الانعكاس لا يصل الى الواحد ، ولكن

تكون له قيم عالية بين ω_0 و ω_1 . فهو يصل الى قيمة عظمى من أجل نبض ω_m أعلى قيمة من ω_0 (الشكل ٩ — ٢٠ b) .

إن الحالة الاخيرة هي الحالة التي تلاحظ في دراسة بلورات الشكل ٩ — ١٩ في ما تحت الاحمر ، كما تدل على ذلك الاعداد التالية (λ مقدرة بالمكرون) :



الشكل ٩-٢٠ . a) المنحنى التخطيطي $\rho = f(\omega)$ العائد لتغيرات n^2 بدلالة ω في الشكل ٩ — ٤ ؛ b) منحن مماثل ، يحصل عليه عندما يؤخذ التخامد بعين الحسبان

KI	KBr	Rb Cl	KCl	Na Cl	NaF	LiF	البلورة
١٠٢	٨٨	٨٥	٧١	٦١	٤٠	٣٢	λ_0
٩٤	٨١,٥	٧٤	٦٣	٥٢	٣٦	١٧	λ_m
١٠٣	٩٢	٨٥	٧٢	٦٠	—	—	λ_0 (المحسوبة)

ويمكن حساب λ_0 انطلاقاً من λ_m بواسطة صيغ القرينة العقدية . فاذا كانت النسبة k'/ω_0 صغيرة ، فاننا نجد :

$$\frac{\omega_m}{\omega_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_m} = \sqrt{1 + \frac{\varepsilon_r - n_0^2}{6\,n_0^2 - 4}} \qquad [٩،٢٥]$$

حيث يدل n_0 على قرينة الانكسار من أجل أطوال موجية أصغر كثيراً من λ_0 (تؤخذ القيمة الثابتة تقريباً ، التي يعطيها الاستقراء الخارجي بدءاً من الطيف المرئي نحو ما تحت الاحمر) . وبهذه الصيغة حسبت قيم λ_0 الواردة في الجدول أعلاه .

لقد استفيد مما سبق في فصل شعاعات ما تحت الاحمر بالطريقة المسماة **الاشعة المتبقية** (الفقرة ٤ ــ ١٤ ج) .

٩ ـ ١٤ . ـــ صعوبات نظرية التبدد . شدات الهزازات .

أ) ان نظرية التبدد والامتصاص الكلاسية المعروضة في هـــذا الفصل ، بنيت على موافقة المهتزات الميكانيكية بحقل الموجة الكهرطيسية . وهي تعطي المظهر العام للظواهر ، حتى أنها أحياناً ، في منطقة ما تحت الاحمر حيث ينجم الاستقطاب من الذرات والأيونات ، تعطي نتائج كمية مرضية كما وجدنا (في الفقرتين ٩ ــ ١١ و ٩ ــ ١٣) .

ولكن الامر ليس كذلك في حالة الامتصاص والانكسار الالكترونيين. لنعتبر ذرة هدروجين ، تبين خواصها الكيميائية والفيزيائية (كمون التأين ، الجزء السادس ، ١٧ ــ ٣) أنها تحتوي على الكترون واحد. ففي درجة الحرارة العادية ، يتألف طيف امتصاصها من سلسلة من الخطوط الواقعة في ما فوق البنفسجي . وفي درجات الحرارة العالية ، تصبح هذه الخطوط أكثر عدداً وتحتوي ، بوجه خاص ، على سلسلة الخطوط المرئية المبينة في الشكل ١٣ ـ ٤ . ولما كانت هذه الخطوط في هذه الحالة لا تؤلف قطعاً سلسلة مدروجات ، فإنه لا يمكن أن نسلم إلا بأن الالكترون الوحيد يقوم بحركة دورية ، لكنها غير جيبية، يمكن تحليلها الى سلسلة فوريه توافق مركباتها تواترات الخطوط (انظر الفقرة ١ ــ ٥ ب) . ويجب التمييز هنـــا بين التواترات الضوئية والتواترات الميكانيكية .

وتظهر صعوبة أخرى عندما تجرى قياسات للامتصاص ؛ فيُرى حينئذ أنه اذا اعطيت q و m في الصيغة [٩،٤٨] القيم العائدة الى الالكترون ، فإن قيم

الاعداد f ، التي ينبغي ان تكون بالتعريف صحيحة ، تكون دائماً تقريباً أقل من الواحـد ، وفي الغالب اقل منه كثيراً ، كما يتبين ذلك من الاعداد التالية الخاصة بذرات يكون فيها لألكترون واحد دور في اصدار وامتصاص الشعاعات المرئية وفوق البنفسجية .

الذرة	H				Na			Hg
$\lambda(\mathring{A})$	٦٥٦٣	٤٨٦١	٤٣٤٠	٤١٠٢	٥٨٩٣	٣٣٠٣	٢٨٥٣	٢٥٣٧
f	٠٫٦٤١	٠٫١١٩	٠٫٠٤٥	٠٫٠٢٢	٠٫٩٧٥	٠٫٠١٤	٠٫٠٠٢	٠٫٠٢٩

ب) وهناك صعوبات أخرى خاصة تعود الى هيئة منحنيات الامتصاص. وتدل التجربة على أن النتائج التجريبية، في كثير من الحالات الخاصة بالاجسام الجامدة والمائعة ، لا تمثل بأمانة بمنحني تجاوب كالمنحني المبين في الشكل ٩ - ١٥ b أو بالصيغة [٩، ٤٧] . وحتى في حالة الغازات والأبخرة ، حيث تكون الصيغة [٩، ٤٧] أكثر ارضاء، فإنها لا تكون كذلك بصورة تامة ولا يمكن حساب العامل k' ببساطة . وعلى العكس من ذلك ، تظل صيغ التبدد دقيقة عندما تكون بعيدة عن مناطق الامتصاص .

ج) وتنشأ الصعوبات السابقة ، في تحليل أخير ، كما سنرى في الجزء الثامن، من أن قوانين الميكانيك الكلاسي لا تصح من أجل داخل الذرات. وينبغي نبذ تشبيه الالكترونات بهتزازات ميكانيكية . ومع ذلك ، فإن النظريات الذرية تؤدي الى صيغ شبيهة جداً بالصيغ التي استعملناها لتمثيل التبدد . وسوف نستعمل في الوقت الحاضر ، وسيلة سهلة للتخلص من الصعوبات المشار اليها ، محتفظين بالفكرة الصائبة وهي أن الالكترونات لها دورها في امتصاص الاشعاع الكهرطيسي وإصداره : ونقبل بأن كل إلكترون يسهم جملة في عدد كبير من الاهتزازات، تواتراتها هي التواترات الضوئية الخاصة . والامثال f_i ، التي ينبغي

أن نوفقها بكل من هـذه التواترات لتمثيل الامتصاص الكلي المعطى بالصيغة [٤٨،٩] ، تقيس اسهام الالكترونات . وهـذه الامثال هي أعداد ليس من المستغرب أبداً أن نجد أنها كسرية ، وقد سميت **شدات المهتز** .

لنعد الى الحالات البسيطة المعتبرة في الفقرة ب) ،حيث يتعلق الامر بذرات متماثلة ليس لكل منها الا الكترون واحد مسؤول عن الخواص الضوئية (إلكترون ضوئي) . وعندما تعرّض مجموعة من هذه الذرات بأعداد كبيرة لإشعاع كهرطيسي ، فان بعضها يمتص التواتر ν_1 ، وبعضها يمتص التواتر ν_2 ، الخ ... ويمكن القول إذن ان الاعداد f_1 ، f_2 ، ... لها علاقة بالاعداد الخاصة بالذرات التي تقوم بالاهتزازات ν_1 ، ν_2 ، ... أو أن نقول أيضاً ، باستعمال لغة الاحتمالات عوضاً عن لغة الاحصاء ، (الجزء الثاني ، ١٢ ـ ٥) ، إن هـذه الاعداد تمثل إحتمال قيام الالكترون باهتزازة من الاهتزازات الخاصة . وسوف نرى في الجزء الثامن أن هـذا التفسير هو عين التفسير الذي يعطيه الميكانيك الذري تماماً .

ولنقتصر اخيراً على ملاحظة أنه اذا كانت الذرات جميعها في الحالة النظامية ، فإنه يمكن أن نتوقع أن يكون المجموع $\sum f_i$ ، مجموعُ شدات المهتزات ، الذي يمتد على كل خطوط الامتصاص، مساوياً الواحد، لأنه يمثل مجموع احتمالات قيام الالكترون الماص بالاهتزازات المختلفة الممكنة. وقد ثبتت هذه النتيجة بالتجربة، وعلى سبيل المثال من أجل مجموعـة الخطوط الخاصة بالهدروجين وبالصوديوم ، والتي ذكرنا بعض الامثلة عليها أعلاه (انظر الفقرة ١٤ـ ٢ ، من أجل سلاسل الخطوط) .

ب . حالة المعادن

٩ ـ ١٥ .ـــ قصور نظرية مكسويل .

تتميز الاوساط الناقلة حسب نظرية مكسويل (الجزء السابع ، ٩ - ٦) بناقليتها γ .وقد رأينا أن الموجات الكهرطيسية التي تستطيع الانتشار في مثل هذه الاوساط هي موجات متخامدة . فالحقل الكهربائي لموجة مستوية تنتشر وفق Ox تقابله سعة عقدية تساوي :

$$\mathbf{E} = E_m \exp\left[j\omega\left(\frac{-n-jk}{c}x\right)\right] = E_m \exp\left[j\omega\left(-\frac{\mathbf{n}}{c}x\right)\right] \quad [٩،٥٣]$$

$$= E_m \exp\left(-j\frac{2\pi\mathbf{n}}{\lambda}x\right)$$

حيث يدل n على قرينة انكسار الوسط، ويدل k على قرينة الامتصاص ، و $\mathbf{n}$ على القرينة العقدية :

$$\mathbf{n} = n - jk \quad \text{، حيث} \quad (j = \sqrt{-1})$$

والمقداران n و k اللذان يكفيان لتمييز الخواص الضوئية لجسم ماص متماثل المناحي هما **الثابتان الضوئيان** لهذا الجسم . وهما يرتبطان بالسماحية النسبية ε_r وبالناقلية γ بالصيغتين [٩،٣٣] من الجزء السابع :

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_r \quad [٩،٥٤]$$

$$nk = \frac{\gamma}{2\varepsilon_0\omega} \quad [٩،٥٥]$$

وتختلف الخواص الضوئية للنواقل الكهرحلية (الالكتروليتية) اختلافاً قليلاً عن خواص العوازل (الكهرنافذية) . ويعود هذا الى ضآلة قيمة ناقليتها. فمثلاً $\gamma = 3.10^{-4}\Omega^{-1}.m^{-1}$ من أجل Na Cl المنصهر ، وعليه فمن أجل ضوء الصوديوم $\frac{\gamma}{2\,\varepsilon_0\,\omega} \simeq 6.10^{-9}$ ؛ بينما أنه في المعادن ، حيث الناقلية من مرتبة $10^5\ \Omega^{-1}.m^{-1}$ ، يكون الامتصاص أكبر بمليار مرة . إن ما يلي يختص جوهريا بالمعادن .

وعندما نحاول التحقق من الصيغتين [٩،٥٤] و [٩،٥٥] ، بواسطة قياسات ضوئية من جهة ، وبواسطة قياسات كهربائية من جهة أخرى ، فإننا نجد اختلافات من نوع ما نجده لدى المقارنة بين قيم n^2 وقيم ε_r في حالة العوازل (الفقرة ٩ – ٣) . وهكذا فإن القياسات التي أُجريت من أجل الزئبق باستعمال ضوء الصوديوم ($\lambda = 59.10^{-8}$m) أعطت $nk = 4,7$ (الجدول ٨ – ٢) ، بينما تعطي الصيغة [٩،٥٥] $nk = 19$. ومن جهة أخرى ، يكون $n^2 - k^2$ سالباً ، أي تكون السماحية ε_r سالبة ، وهو أمر ليس له معنى فيزيائي .

٩ – ١٦ . — النظرية الالكترونية .

أ) تقلل الصعوبات السابقة جزئياً على الاقل ، بأن يؤخذ بعين الاعتبار البنية الالكترونية للمعادن . فمن المعروف (الجزء السادس ، ٩ - ١٥) أن طاقات الكترون جسم جامد موزعة بين عصائب مختلفة. وتكون هذه العصائب احياناً منفصلة انفصالاً تاماً ، مع كون فروق الطاقة بين سوياتها الاكثر تقارباً من مرتبة الالكترون – فولط . وتتكون كل عصابة من N سوية من سويات الطاقة الالكترونية ، حيث N هو عدد الذرات الموجودة في قطعة الجسم ، ويمكن أن تحتوي على $2N$ الكتروناً على الاكثر . وتتميز المعادن بأن عصابة أو بضع عصائب فيها تحتوي على أقل من $2N$ الكتروناً . وفي **عصائب النقل**

هذه ، تكون سويات الطاقة N شديدة التقارب بعضها من بعض ، بحيث أنها تؤلف سلسلة تكاد تكون متصلة ، وبحيث يمكن لإلكترون أن ينتقل من سوية لأخرى تحت تأثير قوة طفيفة ، كما لو أنه كان حراً تقريباً .

ب) لنبدأ باعتبار الالكترونات كما لو أنها حرة . إن حركتها في حقل كهربائي جيبي E ، عندما لاتكون هناك قوة معيدة شبه مرنة بل قوة احتكاك ، يمكن التعبير عنها بالمعادلة التالية التي هي حالة خاصة من [٣٩،٩] :

$$m \frac{d^2s}{dt^2} + k' \frac{ds}{dt} = eE_m \sin \omega t \qquad [٥٦،٩]$$

وجذر هذه المعادلة هو[١] :

$$s = \frac{eE_m}{jk'\omega - \omega^2} \sin \omega t$$

فإذا اتبعنا ما قمنا به في الفقرة ٩ - ١١ ، نتج من ذلك :

ومنه :

$$\mathbf{n}^2 - 1 = \frac{Nfe^2}{\varepsilon_0 m \omega} \cdot \frac{1}{jk' - \omega} \qquad [٥٧،٩]$$

ومنه :

$$n^2 - k^2 = 1 - \frac{Nfe^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{k'^2 + \omega^2} \qquad [٥٨،٩]$$

$$n k = \frac{Nfe^2}{2 \varepsilon_0 m \omega} \cdot \frac{k'}{k'^2 + \omega^2} \qquad [٥٩،٩]$$

وهذه العلاقات التي تتضمن نبض الموجة ω ، تعبر عن تبدد الثوابت الضوئية للمعادن .

(١) يمكن إثبات ان الحقل المؤثر في معدن هو حقل الموجة لا الحقل المعطي بالعلاقة [٤٠،٩] كما في حالة العازل .

٩ ـ ١٧ . — الخواص الضوئية للمعادن من أجل الاطوال الموجية الكبيرة .

أ) لنعتبر أولاً الحالة التي يكون فيها النبض صغيراً، ولنبحث كيف تتعلق الصيغ السابقة بالخواص المبينة بنظرية مكسويل . إن الصيغة [٩،٥٧] تصبح كما يلي :

$$\mathbf{n}^2 - 1 = \frac{N f e^2}{\mathrm{j}\, \varepsilon_0\, m\, \omega\, k'} \qquad [٩،٦٠]$$

وقد وجد أنه في هذه الحالة (الجزء السابع ، ٩ — ٦) :

$$\mathbf{n}^2 = \varepsilon_r \left(1 - \frac{\mathrm{j}\,\gamma}{\omega\, \varepsilon_0}\right)$$

ولما كنا نعتبر أنه ليست للمعدن استقطابية تعود الى شحنات مرتبطة ،فانه ينبغي ان نكتب $\varepsilon_r = 1$ ، ومنه :

$$\mathbf{n}^2 - 1 = \frac{\gamma}{\mathrm{j}\, \omega\, \varepsilon_0}$$

وبمقارنة هذه العبارة مع [٩،٦٠] ، نجد أن :

$$\gamma = \frac{N f e^2}{k' m} \qquad [٩،٦١]$$

وتعطي النظرية الحركية للالكترونات في المعـــادن ، من أجل حقل راكدي ، عبارة الناقلية (الجزء السادس ، ١٩ — ٨) :

$$\gamma = \frac{N e^2\, l_0}{2 m \bar{u}} \qquad [٩،٦٢]$$

حيث يدل l_0 على وسطي المسار الحر للالكترونات ، و $\bar{u}$ على سرعتهـــا

الوسطية . فاذا كان $f = 1$ (الكترون واحد في كل ذرة) . فانه يُرى أن العبارتين [٩،٦١] و [٩،٦٢] متماثلتان ، شريطة أن يعطى عامل التخامد k' القيمة $\frac{2\bar{u}}{l_0}$. وحينئذ ، نجد من أجل k' قيماً من مرتبة ١٠^١٢ الى ١٠^١٣ هرتز .

ويمكن كتابة الصيغة [٩،٥٩] كما يلي، وذلك بأخذ [٩،٦١] بعين الاعتبار :

$$nk = \frac{Nfe^2}{2\,\varepsilon_0 m\,\omega\,k'} \cdot \frac{1}{1+\frac{\omega^2}{k'^2}} = \frac{\gamma}{2\,\varepsilon_0\,\omega} \cdot \frac{1}{1+\frac{\omega^2}{k'^2}} \qquad [٩،٦٣]$$

وعندما ينتهي ω الى الصفر ، ينتهي nk الى القيمة [٩،٥٥] ، ولكن عندما لا يكون ω منعدماً ، فإن nk يكون أقل من هذه القيمة . ومن جهة أخرى ، فان الفرق $n^2 - k^2$ المعطي بالعلاقة [٩،٥٨] يتضمن حداً سالباً في الاساس ، وبذلك يمكن ان يكون سالباً . وهكذا يُرى أن الصيغتين [٩،٥٧] و [٩،٥٨] يمكنها ، كيفياً على الاقل ، أن تزيلا الصعوبات الملازمة للصيغتين [٩،٥٤] و [٩،٥٥] .

وعندما يكون ω صغيراً بما يكفي لاهمال ω^2 بالنسبة الى k'^2 ، فإن الصيغتين [٩،٥٨] و [٩،٥٩] تصبحان :

$$n^2 - k^2 = 1 - \frac{Nfe^2}{2\varepsilon_0\, m\,\omega\, k'} = 1 - \frac{\gamma}{\varepsilon_0 k'}$$

$$n\,k = \frac{Nfe^2}{2\varepsilon_0 m\omega k'} = \frac{\gamma}{2\,\varepsilon_0\,\omega}$$

وعندما $\omega \gg k'$ ، يكون $n^2 - k^2$ مهملاً بالنسبة الى nk . ويكون لدينا بشكل محسوس :

$$n = k = \sqrt{\frac{\gamma}{2\,\varepsilon_0\,\omega}} \qquad [٩،٦٤]$$

وتصبح عبارة عامل الانعكاس في الورود الناظي :

$$\rho = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} = \frac{2n^2 - 2n + 1}{2n^2 + 2n + 1} \qquad [٦٥،٩]$$

ولما كنا قد افترضنا أن n كبيرة بالنسبة الى الواحد ، إذن :

$$\rho \simeq \frac{1 - \frac{1}{n}}{1 + \frac{1}{n}} \simeq 1 - \frac{2}{n} \simeq 1 - 2\sqrt{\frac{2\,\varepsilon_0\,\omega}{\gamma}} \qquad [٦٦،٩]$$

وتتحقق هـذه الصيغة على نحو مناسب بالتجربة من أجل تواترات ما تحت الاحمر القليلة بمـا فيه الكفاية . فمثلاً ، يعطي النحاس من أجل $\omega = 1{,}6.10^{14}$: ($\lambda = 12\,\mu$)

$$\frac{2\,\omega\,\varepsilon_0}{\gamma} = 0{,}47.10^{-4}$$

ومنه :

$$1 - \rho = 1{,}4.10^{-2}$$

ونجد $1 - \rho = 1{,}6.10^{-2}$. وقد أمكن التحقق من التناسب بين $\rho - 1$ و $\sqrt{\omega}$ من أجل معادن مختلفة فيما بين $12\,\mu$ و $25\,\mu$.

٩ ـ ١٨ . — الخواص الضوئية للمعادن من اجل الاطوال الموجية القصيرة

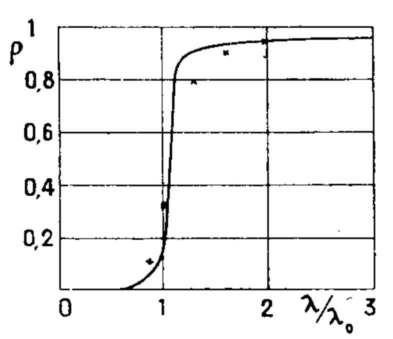
ان الحد $j\,k'$ في الصيغة [٥٧،٩] هو الذي يمكن إهماله بالنسبة الى ω ، في حالة الاطوال الموجية القصيرة ، وذلك بخلاف مـا فعلناه في الفقرة السابقة ؛ وتصبح الصيغة [٥٧،٩] كما يلي :

$$\mathbf{n}^2 - 1 = -\frac{Nfe^2}{\varepsilon_0\, m\, \omega^2} \qquad [٦٧،٩]$$

إذن هناك نبض حرج ω_0 ، يصبح الحد الثاني في هـــذه العلاقة من أجله مساوياً الواحد و $n = 0$. ومن أجل النبضات التي تزيد عن ω_0 ، تكون القرينة n حقيقية ولكنها أقـل من الواحـد . ويصبح المعدن شفافـاً وعامل الانعكاس عليه في الورود الناظمي :

$$\rho = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$$

ذا قيمة ضئيلة . وفي الواقع يلاحظ هبوط مفاجىء في عـــامل الانعكاس لمختلف المعادن عندما يدرس هذا العامل في ما فوق البنفسجي (الشكل ٩ - ٢١) . ومن المعروف أن $f = 1$ في حالة المعادن القلوية ، وأن الصيغة [٩، ٦٩] لا تعود تحتوي على وسيط كيفي . وتتفق قيم ω_0 (أو λ_0) ، التي تسمح هـــذه الصيغة بحسابها ، اتفاقاً جيداً بما فيه الكفاية مع نتائج القياسات ، كما تدل على ذلك الاعداد التالية (λ_0 مقدرة بالانغستروم) :



الشكل ٩ — ٢١ . عامل الانعكاس للصوديوم في جوار طول الموجة λ_0 . منحن محسوب ونقاط تجريبية

المعدن	Cs	Rb	K	Na
λ_0 المحسوبة	٣ ٦٠٠	٣ ٢٠٠	٢ ٩٠٠	٢ ١٠٠
λ_0 المقيسة	٤ ٠٠٠	٣ ٥٠٠	٣ ١٥٠	٢ ١٠٠

ان وجود الطول الموجي λ_0 يسمح، باعداد أغشية رقيقة من المعادن القلوية ، بأن تصنع مرشحات ضوئية تمتص الشعاعات المرئية وتسمح بمرور بعض شعاعات ما فوق البنفسجي .

٩ ـ ١٩ . ـ الخواص الضوئية للمعادن في الطيف المرئي والمناطق المجاورة له .

أ) في هذا المجـال الطيفي ، لا يصح أي من التبسيطات التي أدخلت على النظرية في الفقرتين السابقتين . فبينما تكون مرتبة العتمة في ما تحت الاحمر هي مرتبة الناقلية كما رأينـا من قبل ، فانه ليس من الضروري ، في الطيف المرئي ، أن تكون المعادن الاقل نقلاً هي الاكثر شفافية .

ـ٥ـ يرسب على صفيحة من الكوارتز ، بالتبخير في الخلاء ، طبقـة من الفضة يكون ثخنها بحيث يمكن للضوء الازرق أن يمر من خلالها ، وعلى صفيحة اخرى طبقة من البزموت معتمة تماماً . ففي ما تحت الاحمر ، يتحقق من ان الفضة معتمة وأن البزموت شفاف .

لن الصيغة [٩،٥٩] تتنبأ بنقصان الجداء nk مع طول الموجة ، وهذا هو تماماً ما يفسّر المظهر العام للمنحنيات في الشكل ٩-٢٢ ولكن ، بالرغم من أن هذه المنحنيـات لم تعرف إلا بدقة متوسـطة (الفقرة ٨ - ١٥) ، فمن المؤكد أن لها ، في أغلب الاحيان شكلاً اكثر تعقيداً مما تدل عليه الصيغة [٩،٥٩] [١].

الشكل ٩ – ٢٢ . تغيرات الجداء nk بدلالة λ من أجل معادن مختلفة

(١) لنشر الى ان تناقص k مع λ ، من أجل الروديوم ، هو بحيث أن النفوذ يكون بشكل محسوس واحداً من أجل كل الشعاعات المرئية . لذلك تستعمل أغشية رقيقة من الروديوم كمرشحات معتدلة في قياس شدة الضوء .

إن التلونات التي تظهرها المعادن ، سواء أكان ذلك بالانعكاس أم بالنفوذ ، ليست مع ذلك دليلاً مباشراً على الامتصاص الاصطفائي ، إذ أن الضوء النافذ ، وفقاً للصيغة [٩، ٥٣] لا يتوقف على k بل على k/λ أو على nk/λ_0 (λ_0 : طول الموجة في الخلاء) . لذلك ، بالرغم من أن الجداء nk في حالة الذهب لا يتغير إطلاقاً من الاحمر الى الازرق (الشكل ٩ - ٢٢) ، فإن أغشية الذهب الرقيقة تكون خضراء اللون بالنفوذ (بالشفافية).

ب - لتفسير سلوك امتصاص معظم المعادن في الطيف المرئي ، ينبغي أن يدخل في الحساب انتقال الالكترونات من عصابة الى أخرى ، وهي ظاهرة كنا ذكرناها في الفقرة ٩ - ١٦ ، وليست إلا نوعاً من المفعول الكهرضوئي ، حيث يكتسب الالكترون قدراً من الطاقة يأخذه من الاشعاع، ولكنه يبقى في المعدن ..

وفي حالة القلويات ، يكون الجداء nk صغيراً في الطيف المرئي : فعصابة الامتصاص المتوقعة ، من المحتمل ان تكون في ما تحت الاحمر . ومن اجل معادن أخرى ، تبدأ العصابة عند الاطوال الموجية التالية (انظر الشكل ٩ - ٢٢) :

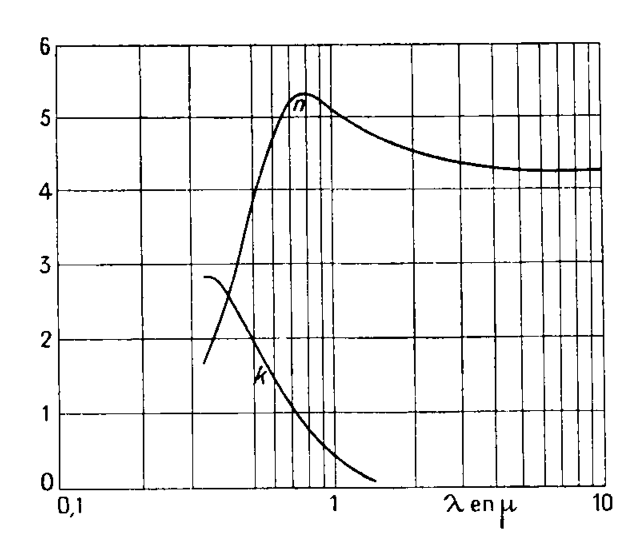
المعدن	Cu	Au	Ag
λ (Å)	5750	5000	3 100
الطاقة (eV)	2,1	2,5	4,0

وتعطي أعداد السطر الاخير طاقة عتبة هذه العصائب . إن الطبيعة

المضبوطة للانتقالات الالكترونية التي هي مدار البحث ليست دائماً معروفة تمام المعرفة .

٩ ـ ٢٠ . ـــ الخواص الضوئية لأنصاف النواقل .

إن انصاف النواقل الاصيلة ، مثل Te, Si, Ge (الجزء السادس ، ١٩ ــ ١١) تكون معتمة بالنسبة للشعاعات المرئية ويظهر فيها الانعكاس المعدني . وفي حالة الاجسام النقية جداً ، يتناقص الامتصاص تناقصاً كبيراً في ما تحت الاحمر (الشكل ٩ ــ ٢٣) ، حيث يتوقف سلوكه كثيراً على درجة الحرارة ، وفي هذه المنطقة من الطيف ، يظهر الامتصاص تغيرات كبيرة لوجود آثار من الشوائب .



الشكل ٩ ــ ٢٣ . ثابتا الجرمانيوم الضوئيان

ويعزى الامتصاص في الطيف المرئي ، كما هو الأمر في المعادن ، الى انتقال

الالكترونات من عصابة التكافؤ الى عصابة النقل ، لأن الفرق في الطاقة بين هاتين العصابتين هو من مرتبة الالكترون - فولط . وفي ما تحت الاحمر ، يرتبط الامتصاص بالناقلية ، كما هو الامر تماماً في حالة المعادن ؛ وتغيره مع درجة الحرارة ، في حالة الاجسام النقية جداً ، يذكرنا بتغير الناقلية الاصيلة (الجزء السادس ، ١٩ - ١١) . ويفسر تأثير الشوائب ، كما تفسر الناقلية الطارئة (الجزء السادس ، ١٩ - ١٥) ، بوجود سويات للطاقة متوسطة من أجل الالكترونات .

• • •

تمارين

٩ ـ أ اعط العبارة العددية ، من اجل كبريت الفحم ، لصيغة كوشي [٩،٣] بعد اختزالها الى حديها الاولين مع العلم انه من اجل :

λ (Å) = ٦٥٦٣   ٥٨٩٢   ٤٨٦١

n = ١,٦١٨   ١,٦٢٨   ١,٦٥٢

٩ ـ ب تبلغ قيمة قرينة انكسار الهدروجين في الشرطين النظاميين من الحرارة والضغط كما يلي :

$n = 1 + 1{,}400.10^{-4}$ من اجل 5 460 Å

$n = 1 + 1{,}547.10^{-4}$ من اجل 2 540 Å

فاذا قبلنا بانه لا يوجد سوى نبض خـــاص الكتروني واحد ، فاحسب قيمته ω_i وطول الموجة التي تقابله λ_i .

٩ ـ ج ان قيم قرينة انكسار كلور الصوديوم هي الآتية :

λ (بـ µm)=	٠,٣	٠,٤	٠,٥	٠,٧	١	٢	٥
n =	١,٦٠٧	١,٥٥٨	١,٥٥٢	١,٥٣٩	١,٥٣٢	١,٥٢٧	١,٥١٩

وكتلته المولية هي $M = 58{,}5$ وكتلته الحجمية $\rho = 8{,}17 \times 10^3 \, Kg/m^3$. فاذا اخذنا كطول موجة خاصة الكترونية وحيدة القيمة $\lambda_i = 0{,}107 \, \mu m$ وكعدد الالكترونات الفعالة $f_i = 4$ ، فالمطلوب ايجاد صيغة التبدد [٩،٢٦] ومقارنة قيم n التي تسمح بحسابها ، باعداد الجدول السابق .

٩ – د اذا كان قانون التبديد لبلورة ، في نطاق الاشعة السينية

$$n^2 - 1 = K \lambda_0^2$$

(بفرض λ_0 طول الموجة في الخلاء)

وكان $K = 2 \times 10^{15}\ m^{-2}$ فاحسب من اجل $\lambda_0 = 1\ \mathring{A}$ سرعة الطور v وسرعة الجماعة u للامواج الكهربائية المغناطيسية في البلورة . وبين انه يكون $uv = c^2$.

٩ – ه تبلغ الكتلة الحجمية للهدروجين في الشرطين النظاميين من درجة الحرارة ومن الضغط $\rho_1 = 8{,}96.10^{-5}\ g.cm^{-3}$ ، وقرينة انكساره $n_1 = 1{,}000\ 138$. والكتلة الحجمية للهدروجين السائل هي $\rho_2 = 6{,}8.10^{-2}\ g.cm^{-3}$ فاذا قبلنا بعدم تغير « الانكسار النوعي » فيطلب تعيين قرينة الانكسار n_2 للهدروجين السائل (تبلغ القيمة التجريبية لها ١٠ر١) .

٩ – و يعطي قياس السماحية الكهربائية النسبية ε_r (في حقل ساكن) لغاز الكربون CO_2 وللنشادر NH_3 النتائج التالية :

	في الدرجة ٠°	في الدرجة ١٠٠°
CO_2	١٫٠٠٠ ٩٨٨	١٫٠٠٠ ٧٢٣
NH_3	١٫٠٠٨ ٣٤	١٫٠٠٤ ٨٧

احسب العزم الثنائي الاقطاب الدائم p_0 لهذين الجزيئين . تستخدم لذلك الصيغة [٤٠٫٤] من الجزء ٦ ، التي تكتب هنا (باعتبار ε_r قريبة جداً من الواحد) :

$$\varepsilon_r - 1 = \frac{n}{\varepsilon_0}\left(\alpha + \frac{p_0^2}{3kT}\right)$$

الفصل العاشر

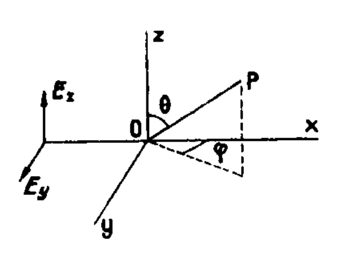
انتشار الضوء

آ. انتشار الضوء بالاوساط غير المتجانسة

١٠ ـ ١ ـــ انتشار الضوء المرئي بجسيمات متماثلة المناحي

تحدثنا فيما سبق (الجزء الرابع ، ١٥ ـ ٣ و ٢٠ ـ ٨) عن ظاهرة **انتشار الضوء بالاوساط** غير المتجانسة والمسماة **فعل تندال** Tyndall . **وهي** تنجم عن انعراج الموجات الضوئية عند جسيمات تختلف قرينة انكسارها عن قرينة الوسط الشفاف المتناثرة فيه .

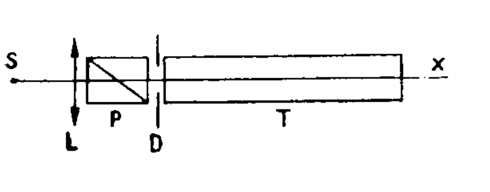
لدراسة انتشار الضوء ، يُضاء الوسط الناثر بحزمة متوازية من الضوء تنتشر في المنحى Ox (الشكل ١٠ـ١) . ويتحدد منحى المشاهدة OP بالزاوية θ التي يصنعها مع المحور Oz ، وبالزاوية φ التي يصنعها مع المحور Ox مرتسمة على مستوٍ عمودي على Oz . ويمكن أن يكون الضوء الوارد مستقطباً . إن تحليل الضوء المنتثر يتضمن تعيين الشدة الصادرة عن الحجم الناثر في المنحى OP وتعيين شكل الاهتزازة الضوئية .



الشكل ١٠-١.-
اصطلاحات لدراسة الضوء المنتثر

ب) تتوقف الظواهر المشاهدة على طبيعة الجسيمات الناثرة : وسوف نقتصر على الحالة الهامة حيث تتألف الجسيمات من مادة عازلة (كهرنافذية) ، غير ملوّنة، شفافة ومتجانسة وذات شكل كروي تقريباً .

في هذه الحالة ، تدل التجربة على أن خواص الضوء المنتثر تختلف اختلافاً بيناً باختلاف الابعاد النسبية للجسيمات واختلاف طول موجة الضوء .

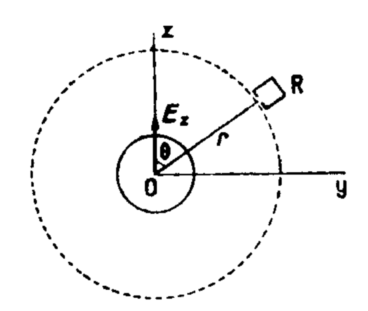


الشكل ١٠-٢ . -
جهاز دراسة الانتثار بجسيمات معلقة

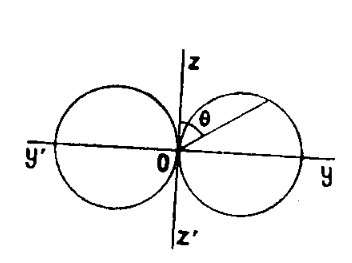
- ٥- يوضع في انبوب T (الشكل ١٠- ٢) محلول مرشّح ترشيحاً جيداً من تيوسلفات الصوديوم يحتوي على مولٍ واحد في اللتر تقريباً، وتخترق هذا المحلول حزمة متوازية من الضوء الابيض الصادر من قوس فحمية . فالضوء المنتثر في منحى عمودي على منحى الانارة يكون ضعيفاً جداً . يضاف بعدئذ حجم مساوٍ من محلول حمض الكبريت له التركيز نفسه . فيحدث تفاعل كيميائي يتولد عنه كبريت لا يذوب ، يكون في البدء جزيئياً ثم يكوّن معلقاً وفقاً لازدياد حجم حباته ، وهـذا ما يبينه الفحص المجهري للمخلوط . ويُرى ، في بضع لحظات ، أن شدة الضوء المنتثر تزداد ازدياداً سريعاً كما يشتد في الوقت نفسه لونه الذي يكون في البداية ضارباً الى الزرقة ثم يغدو أبيض .

- ٥- إن الدخان الناجم عن احتراق تبغ الشرق يبدو أزرق اللون عندما يفحص جانبياً على قعر أسود ، باستعمال حزمة ضوئية صادرة عن قوس فحمية . فإذا استنشق هذا الدخان بالفم ثم طرح في الهواء ، فإن جسيماته تكبر نظراً لأن بخار المـاء الموجود في هذا الزفير يتكاثف عليها (الجزء الثاني ، ١٦ - ١٦) : ويصبح لون الضوء المنتثر ضارباً الى البياض .

١٠ ـ ٢ . — الانتشار بجسيمات صغيرة بالنسبة الى طول الموجة .



الشكل ١٠ – ٣ – تغيرات شدة الضوء المنتثر في مستو عمودي على منحى الضوء الوارد (اصطلاحات)



الشكل ١٠ – ٤ – تغيرات سعة الضوء المنتثر في مستو عمودي على منحى الضوء الوارد (نتائج)

في هذه الحالة تشاهد الظواهر الاكثر بساطة .

٥ - يؤخذ جهاز الشكل ١٠ – ٢ ويستعمل فيه معلّق ممدد نحصل عليه بأن نصب في الماء قليلاً من محلول كحولي لصنع المصطكاء[١] .

وتكون الجسيمات في هذه الحالة كروية ؛ ويمكن بالترشيح الحصول على ما يكون منها ذا نصف قطر من مرتبة ١و٠ مكرون . ويكون الضوء المنتثر في منحى عمودي ضارباً الى الزرقة . وإذا أُدير المقطب P حول Ox ، فان المشاهد يرى شدة الضوء تمر بنهاية صغرى تكاد تكون منعدمة عندما تكون الاهتزازة الواردة موازية لخط الابصار (أي Oy) ، وبنهاية عظمى عندما تكون هذه الاهتزازة موازية الى Oz .

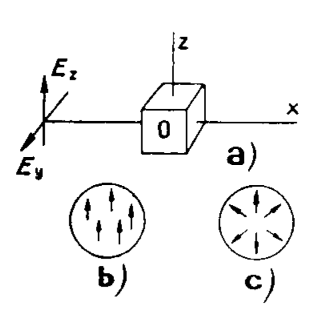
---

(١) نحصل عملياً على نتائج حسنة باستعمال معلقات مكونة من بلورات فحمات الفضة او الرصاص التي تتولد عندما تصب بضع قطرات من محلول نترات الفضة او الرصاص في الماء العادي الذي سبق ترشيحه لتخليصه من الغبار .

- ٥- لندع الآن منحى الاهتزازة الواردة E_z ثابتاً (الشكل ١٠-٣) . ولنزلق على محيط دائرة نصف قطرها r (نحو ٢٥ مم) ومركزها على Ox ، سطح مستقبل كهرضوئي R يمكن تحديد سمته θ بالنسبة الى Oz . إن دلالات الجهاز ، المتناسبة مع التدفق الذي يتلقاه السطح ، تتغير تقريباً مثلما يبينه منحني الشكل ١٠ - ٤ . ونجـد ثانية نتيجة التجربة السابقة : ينعدم الانتثار في منحى الاهتزازة الواردة .

- ٥- وحين يكون للاهتزازة المنحى E_z أيضاً ، وتم المشاهدة وفق Oy بالعين المزوّدة بمحلل يمكن ادارته ، فانه يُرى أن الاهتزازة المنتثرة مستقطبة استقطاباً مستقيماً ومتجهة وفق Oz .

- ٥- يمكن ان نثبت بطريقة غير مباشرة استقطاب الضوء المنتثر ، وذلك بأن نشاهد بصورة افرادية في مـا فوق المجهر ، جسيمات محلول غرائي من الذهب ، مضاءة بطريقة الشكل ٩ - ١١ من الجزء الثاني ، بالضوء المستقطب . فاذا كان محور المجهر وفق Oz (الشكل ١٠ - ٥ a) وكانت اهتزازة الضوء وفق Oy ، فان كل جسيم يعطي دائرة انعراج مضيئة (الجزء الرابع ، ١٥ - ٢٣) (الشكل ١٠- ٥ b) . واذا كانت الاهتزازة وفق Oz ، كان الانتثار منعدماً وفق محور المجهر وكانت دوائر الانعراج مؤلفـة فقط من الاشعة الساقطة بصورة مائلة على الجسمية والمستقطبة قطريـاً : ويظهر كل منها مع بقعة سوداء في مركـزه (الشكل ١٠ - ٥ c) .

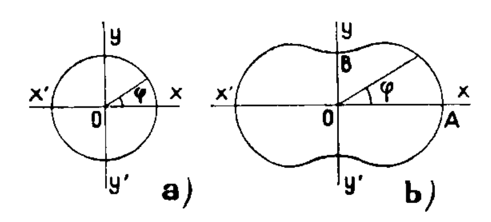


الشكل ١٠ - ٥ . الفحص فوق المجهري للضوء المنتثر : a ، ترتيب التجربة . b و c منحى الاهتزازة الضوئية المنتثرة بالجسيم . b ، $E = E_y$; c ، ضوء وارد طبيعي

- ٥- حين ينزع المقطب P في الشكل ١٠-٢ ، تبين المشاهدة من خـلال المحلل أن الاهتزازة

المنتثرة وفق Oy تكون متجهة أيضاً وفق Oz .ويمكن لاهتزازة الضوء الطبيعي الواردة أن تأخذ اتجاهاً ما في المستوى yOz . وحسب توزيع الشكل ١٠ - ٤، فان المركبة الموازية الى Oz هي وحدهـا التي تعطي انتثاراً يمكن للمشاهد إدراكه . فمن الممكن إذن ، في ظل الشروط السابقة ، أن يستقطب الضوء الطبيعي استقطاباً مستقيماً بالانتثار . وتستعمل هذه الطريقة في حالة الاشعة السينية (الفقرة ١٠ - ١٣) .

- ٥ - عندما يوضع مكان الانبوب T في الشكل ١٠ - ٢ أنبوب اسطواني محوره Oz ، وتقاس شدة الضوء المنتثر في المستوى xoy عند تغيير الزاوية φ ، فإنه يتبين أنه ، اذا كان الضوء مستقطباً وفق E_z ، فإن شدة الانتثار تكون واحدة تقريباً ، مهما كانت φ (الشكل ١٠ - ٦ a) . أما اذا كان الضوء طبيعياً فإن شدة الانتثار تتغير كما هو مبين في الشكل ١٠ - ٦ b : فتكون هي نفسها من أجل زاوية φ ومن اجل الزاوية φ — π ؛ ويكون هناك من الضوء المنتثر في نصف الكرة الخلفية ($\varphi > \pi/2$) مثلما يكون هناك في نصف الكرة الامامية ($\varphi < \pi/2$) .



الشكل ١٠ - ٦ .— شدة الضوء المنتثر بجسيات صغيرة جداً في مستو يقع فيه منحى الضوء الوارد : a ، حالة ضوء مستقطب $E = E_z$ ؛ b ، حالة ضوء طبيعي $(OA = 2\ OB)$

١٠ - ٣ . — الانتشار بجسيمات أبعادها تقارب طول الموجة أو تكون أكبر منها .

—٥ - تُجرى تجربة الشكل ١٠ - ٢ باستعمال محلولين من تيوسلفات الصوديوم ومن حمض الكبريت يحتويان على مول واحد في ٥٠ لتراً من الماء. إن سير التفاعل يدوم بضع ساعات ويؤدي الى تكون معلّق قليل الكثافة . ومن المفيد تقطيب الضوء كي يُعطى للحقل الكهربائي المنحى E_z بغية زيادة وضوح الظواهر المشاهدة . إن الحزمة المنتثرة ، التي لا تكون في البدء مرئيـة جيداً ، تظهر بعد ١٠ الى ١٥ دقيقة ملونة باللون الازرق (الفقرة ١٠ – ٢) ولا تتغير شدتها اطلاقـاً بتغير الزاوية φ (الشكل ١٠–٦ a) . ثم يصبح الضوء ضارباً الى البياض وتتناقص شدته تناقصاً واضحاً من الامام (φ صغيرة) باتجاه الخلف (φ قريبة من π) . وبعدئذ تظهر ألوان : تكون خفيفة من أجل قيم ضئيلة لـ φ ، وتكون الحزمة المنتثرة حمراء باتجاه الخلف . وينزاح هذا اللون شيئاً فشيئاً باتجاه قيم φ الضئيلة ؛ ويحل مكانه على التتابع لون ارجواني ثم ألوان تبدأ بالبنفسجي وتنتهي بالاحمر مارة بألوان الطيف ، الخ . وحين يستعمل ضوء وحيد اللون (زجاج أحمر في طريق الحزمة الواردة) تظهر الشدة الضوئية نهايات عظمى ونهايات صغرى بتغير φ .

١٠ - ٤ . — النظرية الكهرطيسية للانتشار بجسيمات صغيرة .

أ) إن النظرية الكهرطيسية تسمح بتفسير مشاهدات الفقرة ١٠ – ٢ . لنقبل أن الحقل الكهربائي المتناوب $\vec{E}$ في الموجة الضوئية يقطّب كهربائياً كل جسيم ، أي (الجزء الرابع ، ٥ – ١٢) يزيح مراكز ثقل الشحنات الكهربائية الموجبة والسالبة التي يحتوي عليها الجسيم ، بحيث يخلق فيه ثنائي أقطاب كهربائي

عزمه $\vec{p}$. فاذا كان قطر الجسيم صغيراً بالنسبة لطول الموجة ، كانت قيم الحقل $\vec{E}$ منتظمة تقريباً في كل حجم الجسيم V في لحظة معينة من الزمن . لنفترض أن العزم المحرّض p يتناسب مع E ، أي :

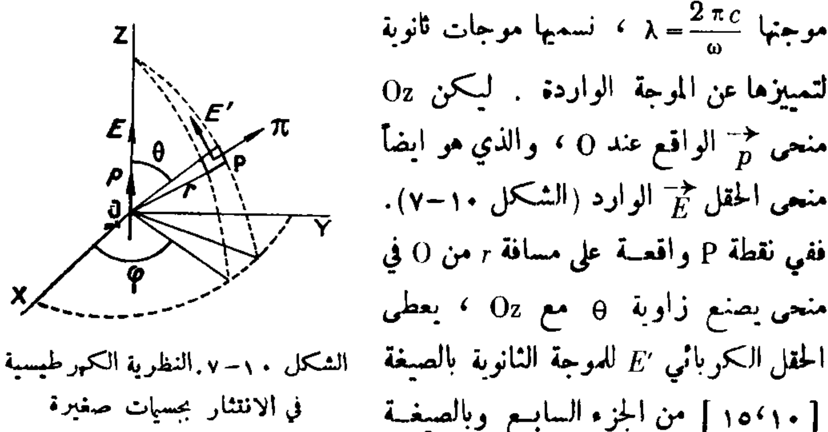
$$p = \alpha_0 V E \qquad [١٠،١]$$

حيث يدل α_0 على الاستقطابية الكهربائية للمادة التي يتكون منها الجسيم . فاذا كانت هـذه المادة متماثلة المناحي ، كانت α_0 مقداراً سلمياً . واذا كانت الموجة الواردة وحيدة اللون ونبضها ω ، كان E وبالتالي p جيبيين . ويكون لدينا :

$$p = p_m^- \sin \omega t \qquad [١٠،٢]$$

واذا قبلنا بأن الحقل E في الموجة هو الذي يؤثر في كل جسيم ، فاننا نهمل أفعالها المتبادلة (انظر الجزء الرابع ، ٤ . ١٢ ج) .

إن ثنائي الاقطاب الجيبي [١٠،٢] يشع مثل هوائي ثنائي الاقطـاب . ومن المعلوم (الجزء السابع ، ١٠ – ٤) أنه يصدر موجات نبضهـا ω وطول موجتها $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ ، نسميها موجات ثانوية لتمييزها عن الموجة الواردة . ليكن Oz منحى $\vec{p}$ الواقع عند O ، والذي هو ايضاً منحى الحقل $\vec{E}$ الوارد (الشكل ١٠–٧). ففي نقطة P واقعـة على مسافة r من O في منحى يصنع زاوية θ مع Oz ، يعطى الحقل الكهربائي E' للموجة الثانوية بالصيغة [١٠،١٥] من الجزء السابـع وبالصيغـة [٢٠،١] :



الشكل ١٠–٧. النظرية الكهرطيسية في الانتثار بجسيمات صغيرة

$$E' = -\frac{\pi \sin\theta}{\varepsilon_0 \lambda^2 r} p_m \sin\omega\left(t - \frac{r}{c}\right) \qquad [٣،١٠]$$

ب) إن القيمة الوسطية لتدفق الاشعاع الذي يخترق ناظمياً على r واحدة المساحة المحيطة بالنقطة P ، لها العبارة التالية ، وفقاً للصيغة [٩،١٩] من الجزء السابع والصيغة [٣،١٠] :

$$\Pi = \frac{\varepsilon_0 c E'^2_m}{2} = \frac{\omega^4 p^2_m \sin^2\theta}{32\pi^2 \varepsilon_0 c^3 r^2} \qquad [٤،١٠]$$

أو حسب [١،١٠] :

$$\Pi = \frac{\omega^4 \alpha^2_0 V^2}{32\pi^2 \varepsilon_0 c^3 r^2} E^2_m \sin^2\theta$$

إن تغير Π بدلالة θ من أجل مجموعة من الجسيمات التي لها حجم واحد ، وليكن

$$\Pi = CE^2_m \sin^2\theta$$

(حيث C ثابت)، له تماماً المظهر الذي يبنيه الشكل ١٠ - ٧ في مستوٍ ما مار بـ OZ . إن المنحيين OZ (الشكل ١٠ - ٧) و Oz (الشكل ١٠ - ١) هما منحيا الاهتزازة الواردة ، والزاوية θ هي نفسها في هذين الشكلين .

إن الانتثار المشاهد في الشكل ١٠ - ١ لا يعود الى جسيم وحيد ، بل إلى الجسيمات الموجودة في الحجم المدروس ، وعددها كبير جداً ، حتى ولو كان هذا الحجم صغيراً . لنقبل أن الجسيمات موزعة كيفما اتفق : فالحد $\frac{r}{c}$ في الصيغة [٣،١٠] يتغير دون انتظام من ثنائي أقطاب الى آخر . ولا يكون بين الامواج الثانوية التي تصل الى P علاقات طور محدودة فلا يمكنها أن تتداخل : وتنضاف التدفقات المنتثرة Π بعضها الى بعض اضافة . وفي المستوي XOY

يكون التدفق Π ثابتاً ومساوياً C ، كيفما كان منحى المشاهدة المحدّد بالزاوية φ، وهذا هو تماماً ما يعطيه الشكل ١٠ - ٦ a .

وحين يكون الضوء الوارد طبيعياً ، يمكن النظر اليه كأنه مكون من مركبتين E_z و E_y ، متساويتين وسطياً ومستقلتين، وترتبط بين سعتيهما العلاقة:

$$E_{zm}^2 = E_{ym}^2 = \frac{1}{2} E_m^2$$

ووفقاً لما رأيناه منذ قليل ، تكون للتدفق Π الذى يشعه ثنائي الاقطاب p_z ، المثار بـ E_z ، العبارة $CE_z^2 \sin^2 \theta$ في المستوي yOz ، والعبارة CE_z^2 في المستوي xOy . أما التدفق الذي يشعه ثنائي الاقطاب p_y المثار بـ E_y فله بالمثل العبارة $CE_y^2 \cos^2 \varphi$ في المستوى xOy والعبارة CE_y^2 في المستوى xOz فيكون التدفق الكلي الصادر في منحىً ما من المستوى xOy مساوياً إذن :

$$\Pi = CE_{ym}^2 \cos^2 \varphi + CE_m^2 = \frac{CE_m^2}{2} (1 + \cos^2 \varphi) \qquad [٥،١٠]$$

ويمثّل تغيره بمنحني الشكل ١٠ - ٦ b ، مع كون $OB = \frac{OA}{2}$. ويكون الانتثار العائد الى p_y منعدماً وفق Oy ؛ ولا يبقى إلا الانتثار العائد الى p_z ويكون E' موازياً الى p_z . إن الضوء المنتثر وفق Oy هو ايضاً ضوء مستقطب وفق Oz .

ج) إن الجداء Πr^2 يمثّل ، وفقاً للتعاريف المعطاة في الفقرة ٢٠ - ٢ من الجزء الثاني ، شدة المنبع الضوئي الصغير المكوّن من الجسيمات المضاءة . ليكن N عدد الجسيمات في واحدة الحجم . إن شدة الانتثار بواحدة الحجم هذه في المنحى Oy ($\theta = \varphi = 90°$) ، عندما تضاء بضوء طبيعي تساوى وفقاً للصيغة [٥،٩] :

$$I_{90} = N \Pi r^2 = \frac{N\,\omega^4\,\alpha_0^2\,V^2}{64\,\pi^2\,\varepsilon_0 c^3}\,E_m^2 \qquad [٦،١٠]$$

إن الاستنارة $\mathcal{E}$ التي تحدثها الحزمة الاولية على مستو عمودي على Ox تساوي بالتعريف ،التدفق الذي يخترق واحدة المساحة، أي أنها ،وفقاً للصيغة [١٩،٩] من الجزء السابع تساوي :

$$\mathcal{E} = \frac{\varepsilon_0 c}{2}\,E_m^2 \qquad [٧،١٠]$$

إن النسبة :

$$\mathcal{R} = \frac{I_{90}}{\mathcal{E}} = \frac{N\,\omega^4}{32\,\pi^2\varepsilon_0^2\,c^4}\,\alpha^2\,V^2 = \frac{N\,\pi^2}{2\,\varepsilon_0^2\,\lambda^4}\,\alpha^2 V^2 \qquad [٨،١٠]$$

المسماة نسبة **لورد رايلي** ، تقوم بدور هام في قياسات انتشار الضوء .

تبين الصيغة [٨،١٠] أن انتشار الشعاعات ذات الاطوال الموجية القصيرة أشد كثيراً من انتشار الشعاعات ذات الأطوال الموجبة الكبيرة . فمن أجل اشعاع وارد يكون التدفق فيه واحداً بالنسبة لكل الشعاعات المرئية ، تكون شدة انتشار الازرق ($\lambda = 0{,}45\ \mu$) أكبر بنحو ٨ مرات من شـــدة انتشار الأحمر ($\lambda = 0{,}75\ \mu$) .

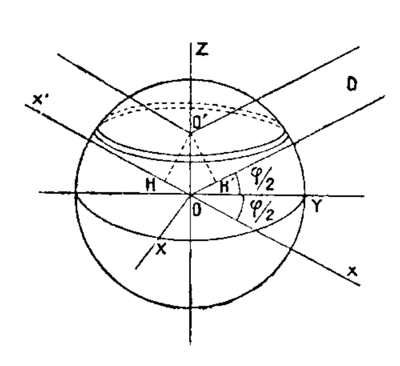
واضافة الى ذلك ، ان الجـداء NV من أجل كمية معينة من المادة المبدّدة في واحدة الحجم ثابت . فالشدة المنتثرة تتغير بدلالة حالة الانقسام كتغير V ؛ وتتناقص اذن عندما تزداد درجة التبدد .

١٠ ـ ٥ : — نظرية الانتشار بجسيمات أبعادها تقارب طول الموجة أو تكون أكبر منها .

أ) تختلف هذه الحالة عن الحالة السابقة في أنه ينبغي ألا ننسب الى الجسيم

عزماً وحيداً، لأن حقل الموجة الواردة ليس منتظماً في كل حجم الجسيم. وينبغي تحليل هـــذا الحجم الى عناصر يكتسب كل منها عزماً محرَّضاً معطى بالعلاقة [١٠،١] ، ولإيجاد شدة الانتشار في الجسيم في نقطة ما ، ينبغي تركيب سعات كل الموجات الثانوية التي تصدرها العزوم العنصرية ، مع أخذ فروق الطور بينها بعين الاعتبار . ويُرى أن مبدأ الحساب شبيه بالمبدأ الذي استعمل في الفصل ١٥ من الجزء الرابع لدراسة ظواهر الانعراج التي تتكشف حالما تكون أبعـاد السطوح العارجة من مرتبة طول الموجـة . وسوف نرى أن النتائج التي نحصل عليها في هـذه الحالة تشبه بعض الشبه نتائج الفقرتين ١٥ - ٦ و ١٥ - ٧ من الجزء الرابع .

ب) لنفترض ان الجسيم كروي وأن قرينة انكساره تختلف عن قرينة الوسط الذي يحيط به اختلافاً قليلاً بما يكفي لجعل الموجات المستوية الواردة تخترقه دون ان تنحرف انحرافاً كبيراً . ليكن O مركز الجسيم (الشكل ١٠-٨)، ليكن x'Ox منحى الاشعة الواردة . لنبحث عن الاشعاع المنتثر في المنحى OD الذي يصنع زاوية φ مع Ox . لنأخذ كمستو ZOY المستوي ، ويكون OY منصفاً للزاوية xOD ؛ فالمستوى X O Y هو اذن $\widehat{xOD}$ المستوى الذي يعكس نظامياً الأشعة x'O وفق OD . بعد افتراض ذلك ، يمكن تقطيع الكرة ذات نصف القطر R الى حجوم عنصرية تكون محصورة بين مستويين موازيين الى X O Y ، إذ انه



الشكل ١٠ -٨ - النظرية الكهرطيسية للانتثار بجسيات تضاهي أبعادها طـول الموجة .

نظراً لكون هذين المستويين يعملان كمرآتين بالنسبة للاشعـة الواردة ، فإن الحجم الذي اختير على هـذا النحو ينثر اهتزازات ذات طور واحد . لتكن dz المسافة بين هذين المستويين ، وليكن z بعدهما عن XOY . فيكون لدينا :

$$dV = \pi (R^2 - z^2) dz$$

ويكون بين الاهتزازة المنتثرة بهذا الحجم في المنحى OD وبين الاهتزازة المنتثرة في المنحى نفسه بالمستوى XOY فرق في المسير يساوي :

$$\delta = OH + OH' = 2z \sin \frac{\varphi}{2} \qquad [٩،١٠]$$

ويمكن اذن كتابة هذه الاهتزازة كما يلي :

$$ds = A dV \cos \left(\omega t + \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) = A dV \cos (\omega t + \mu z) \qquad [١٠،١٠]$$

وذلك بأن نكتب :

$$\mu = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}$$

فحصلة الاهتزازات المنتثرة بالكرة كلها تكون لها العبارة التالية :

$$s = A \int_{-R}^{+R} (R^2 - z^2) \cos (\omega t + \mu z) dz \qquad [١١،١٠]$$

$$= A \left[\cos \omega t \int_{-R}^{+R} (R^2 - z^2) \cos \mu z \, dz - \sin \omega t \int_{-R}^{+R} (R^2 - z^2) \sin \mu z \, dz \right]$$

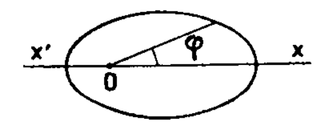
إن التكامل الثاني يساوي الصفر ، لانه مؤلف من جزءين متساويين ومتعاكسين بالاشارة . فالاهتزازة المنتثرة ، التي لا تتعلق بالزمن الا بالعامل cos ωt ، تكون اذن على اتفاق في الطور مع الاهتزازة التي تصدر من O . ويمكن تقدير سعتها فنجد :

$$s_m = 4\pi R^3 A \frac{\sin \mu R - \mu R \cos \mu R}{(\mu R)^3} = 3 VA \frac{\sin \mu R - \mu R \cos \mu R}{(\mu R)^3} \qquad [١٢،١٠]$$

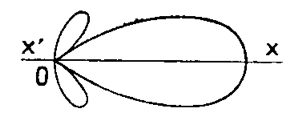
وذلك بإدخال حجم الجسيم $V = \frac{4}{3} \pi R^3$.

ج) إن المنحى الذي يمثل شدة الانتثار $I = s_m^2$ يشبه منحني الانعراج (الجزء الرابع ١٥-٥) . فله نهاية عظمى مركزية شديدة من أجل $\mu = 0$ ، أي من أجل $\varphi = 0$، توافق الانتثار الى امام الحزمة الواردة، وله نهايات منعدمة من أجل $\text{tg}\, \mu R = \mu R$ ، تحدث من أجل قيم لـ φ متغيرة حسب R . وتحدث النهاية المنعدمة الاولى من

أجل $R = 1{,}43\ \pi\ \mu$ (انظر الجزء الرابع ، الشكل ١٥–١٣) . وعلى هذا ، فإنه ما دامت نسبة قطر الجسيم الى طول الموجة $\frac{2R}{\lambda}$ أقل من٠,٧١٥ ، لا تكون هناك قيمة لـ φ تعدم الشدة؛ ولكن هذه الشدة تتناقص من $\varphi = 0$ الى $\varphi = \pi$. فمخطط الانتشار (الشكل ١٠– ٩) ليس إذن متناظراً من الامام ومن الخلف،



الشكل ١٠–٩ .– شدة الانتشار بجسيمات ابعادها أقل قليلاً من طول الموجة ، في مستو يقع فيه منحى الضوء الوارد .



الشكل ١٠–١٠ .– شدة الانتشار بجسيمات أبعادها كبيرة نسبياً (بالنسبة الى طول الموجة)

كما هو حال مخطط الشكل ١٠ - ٧ . وعندما تصبح الجسيمات كبيرة بما فيه الكفاية ، تنعدم I من أجل قيم لـ φ صغيرة صغراً كافياً لأن تشاهد في المنحى Ox دوائر انتشار ، يتغير نصف قطرها الزاوي مع λ ، وفقاً لما ذُكر منذ قليل ، وتكون تبعاً لذلك ملوّنـة حين يكون الضوء الوارد أبيض اللون . ويكون لمخطط الانتشار المظهر المبين في الشكل ١٠–١٠ . وعلى هذا الاساس تفسر المظاهر التي وصفت في الفقرة ١٠ – ٣ . وللقارىء أن يقارن الاشكال ١٠ - ٧ و ٩ و ١٠ مع الاشكال ٧ – ٢٤ من الجزء الثالث .

ولكن النظرية السابقة لا تعطي إلا شكل الظواهر ، لأنها تتعقد منذ أن تصبح قرينة انكسار الجسيمات مختلفة اختلافاً بيناً عن قرينة انكسار الوسط .

١٠ ـ ٦ . ـــ التلاشي المرتبط بالانتشار :

أ) – ٥– في تجربة الشكل ١٠ – ٢ ، التي تُجرى مثلما ذُكر في بداية الفقرة ١٠ – ٣ ، لنضع بعد الانبوب T عدسة تؤلف للحظّار D خيالاً على

حاجز . فعندما تكون الجسيمات من الصغر بحيث يكون الضوء المنتثر أزرق اللون ، يكون ذلك الخيال برتقالياً . ثم تزداد بعد ذلك عتمة المحلول كلما ازداد الانتثار .

فالضوء النافذ يخلو إذن من الشعاعات المنتثرة ، وعندما تكون الجسيمات صغيرة ، يشتد ظهور هذا الفعل كلما قصر طول الموجة . فالانتثار يحدث إذن امتصاصاً ظاهرياً[1] أو تلاشٍ ، يسهل حسابه . ويُعرّف عامل التلاشي ، كما عُرّف عامل الامتصاص في الفقرة ٩ - ١٢ ج ، بالعلاقة :

$$2\,K = -\,\frac{\Delta\mathcal{T}}{\mathcal{T}}\;\cdot\;\frac{1}{\Delta\,x}$$

حيث $\Delta\mathcal{T}$ هو نقصان التدفق النافذ نظامياً عندما تخترق الحزمة ثخناً $\Delta\,x$ وحيث $\mathcal{T}$ هو التدفق الوارد. ويعطى هذا التدفق $\mathcal{T}$ بالصيغة [١٠،٧] ، عندما ينسب الى واحدة السطح العمودي على منحى الحزمة الواردة . إن التدفق الكلي الذي تنثره شريحة اسطوانية مساحة قاعدتها واحدة المساحة وارتفاعها $\Delta\,x$ ، يساوي مجموع التدفقات المنتثرة بكل الجسيمات الواقعة في هذا الحجم،أي يساوي $N\,\Delta\,x$ مرة التدفق الذي يشعه وسطياً في كل الفضاء ثنائي أقطاب جيبي . ويحسب هذا التدفق بجمع التدفق $\Pi\,dS$ (الشكل ١٠ - ٧) على كامل سطح كرة نصف قطرها r . ويعطي الحساب ، إذا أجري كما في الجزء السابع ، ١٠ - ٥ ، انطلاقاً من [١٠،٤] لقيمة Π ، المقدار التالي :

---

(١) في حالة الامتصاص الحقيقي ، تتحول الطاقة المشعة الى حرارة في المادة . أما هنا ، فهي تنحرف فقط عن منحى انتشارها الاصلي ، وذلك بافتراض ان الامتصاص الحقيقي للجسيمات مهمل .

$$\Delta \mathcal{P} = N \, \Delta x \, \frac{\omega^4 \alpha^2 V^2}{12 \pi \, \varepsilon_0 c^3} \, E_m^3 \qquad [١٠،١٣]$$

ومنه :

$$2K = \frac{N \omega^4 \alpha^2 V^2}{6 \pi \, \varepsilon_0^2 \, c^4} \qquad [١٠،١٤]$$

إن الحاصل القسمة :

$$\sigma = \frac{K}{2N} \qquad [١٠،١٥]$$

أبعاد السطح ، ويسمى **المقطع الفعال لانتشار الجسيم** .

إن التلاشي العائد للانتشار بجسيمات صغيرة بالنسبة لطول الموجة يزداد ازدياداً كبيراً عندما يتناقص طول الموجة . ولما كانت أبعاد قطرات الماء في ضباب خفيف من مرتبة الاطوال الموجية للضوء المرئي فإن امتصاص شعاعات ما تحت الأحمر القريب (من ١ ـ ١,٢ مكرون) من قبل مثل هذا الوسط العكر يكون أقل كثيراً من امتصاص شعاعات الضوء المرئي [١] . لذلك فإن التصوير بما تحت الاحمر في جو شفافيته وسطية يظهر من التفاصيل أكثر بكثير مما يظهر التصوير باستعمال اللوحات الحساسة العادية (الشكل ١٠ — ١١ ، اللوحة ٣) .

ب) وعندما يصبح قطر الجسيمات كبيراً بالنسبة الى طول الموجة ، لا يعود لثابت التلاشي العبارة [١٠،١٤] . ولتقدير الامتصاص الظاهري الذي تقوم به مجموعة كرات شفافة نصف قطرها R ، نجري المحاكمة الآتية : إن الانعكاس والانكسار يستخلصان من الحزمة الواردة التدفق الذي يعترضه هندسياً المقطع القائم للجسيمات، وليكن $S = N \pi R^2$ في مكعب حجمه واحدة

(١) يصبح الماء شديد الامتصاص من أجل اطوال موجية اكبر قيمة من هذه .

الحجم ويحتوى على N جسيماً نصف قطره R . ومن جهة أخرى ، فإن التدفق المنعرج عند أطراف كل جسيم ، وهو الذي يعد ، كما رأينا منذ قليل ، كأنه قرص عاتم له المحيط نفسه ، هذا التدفق يساوي ، وفقاً لنظرية بابينه (الجزء الرابع ، ١٥ — ٤) ، التدفق المنعرج عند الثقب المتكامل مع القرص ، أي أنه يساوي أيضاً التدفق المعتَرضَ هندسياً . إذن ، فالتدفق الكلي الذي يستخلصه من التدفق الوارد مكعبٌ ضلعه واحدة الطول يساوي :

$$2\,K = 2\,\pi\,NR^2 \qquad [١٠،١٦]$$

وهذه القيمة مستقلة عن طول الموجة . وتنطبق الصيغة [١٠،١٦] على الضباب خاصة .

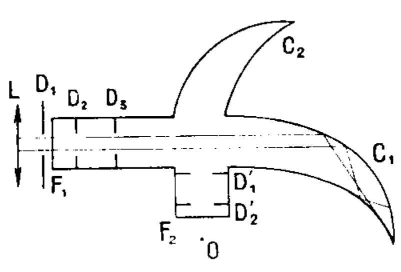
ب . انتشار الضوء بالجزيئات وبالذرات

١٠ ـ ٧ . ـــ الانتشار الجزيئي للشعاعات المرئية وغير المرئية

أ) لقد لاحظنا في الفقرة ١٠ - ٤ ج أن شدة الانتشار تصغر كلما صغر حجم الجسيمات الناثرة . وعلى الرغم من أن انتشار الضوء بالاجسام النقية أقل شدة من انتشاره بالاوساط الحاوية على جسيمات مجهرية ، فإنه مع ذلك من السهل ملاحظته . وهو يظهر ان كل الاوساط غير متجانسة وأن الجسيمات التي تكوِّنها، من ذرات وجزيئات او ايونات، لها أبعاد محدودة. إن الضوء ينتثر بكلٍ من هذه الحواجز الصغيرة ولا ينتشر دونما تغيير إلا في الخلاء الذي يفصل بينها .

ـــ٥ـ لمشاهدة انتثار ضوء قوسٍ فحمية بمائع ، يمكن استعمال البنزين benzène المقطر تقطيراً بطيئاً ومكرراً عدة مرات ، في أنبوب المشاهدة T (الشكل ١٠ — ٢) ، الذي يُغسل بالمائع كي ينتزع منه الغبار . ويمكن أن تصل قيمة اللمعان بضع عشرات نيت .

ولكن المشاهدات تكون أيسر والقياسات الضوئية ممكنة عندما يستعمل أنبوب مشـاهدة كالانبوب المبين في الشكل ١٠ – ١٢ . فالحظارات D_1 و D_2 و D_3 تحفظ الحزمة بعيدة عن الجوانب. وشكل القرن C_1 المعطى لنهاية الانبوب المقابلة لوجه الدخول F_1 يجبر الحزمـــة على أن تنعكس انعكاسات متعددة لا تترك منها إلا كسراً ضئيلا جداً يعود أدراجـــه . ويهيء القرن C_2 كذلك خلفية سوداء للمشاهدة التي تتم في منحى عمودي على منحى الورود ، من خلال الحظـارين D'_1 و D'_2 والنافذة F_2 . وتطلى جوانب الانبوب بطلاء أسود كامد باستثناء F_1 و F_2 .



الشكل ١٠ – ١٢ أنبوب لدراسة الانتثار الجزيئي

ويمكن بواسطة هذا الجهـاز أن يُشاهد بالعين الانتثار **بغاز ما** ، باستعمال بخـــار أكسيد الاتيل (الاتير الكبريتي) الذي يُدخل في الانبوب المفرّغ من الهواء .

ب) يتم الانتثار الجزيئي في كل مناطق الشعاعات الكهرطيسية ، بدءاً من الهرتزية حتى الاشعة السينية وأشعة γ . وبالرغم من عمومية هذه الظاهرة ، فإن قوانينها تتغير كثيراً تبعاً لطبيعة الشعاعات المنتثرة، ذلك لان النسبة بين الابعاد الجزيئية ، وهي من مرتبة 10^{-9}م، وبين طول موجة الشعاعات تختلف اختلافاً كبيراً ، وفي هذا تكمن النتائج التي يسببها هذا التغير ، في حالة الاوساط المبدّدة .

ومع ذلك لنبيّن منذ الآن ؛ أن الانتثار الجزيئي يشمل ، فضلاً عن الجزء المترابط الذي سندرسه ــ أي الذي له علاقات طور محدّدة مع الشعاعة الواردة ــ جزءاً غـير مترابط ، سببه ظواهر ثانوية : فعل رامان من أجل الشعاعات

المرئية وفوق البنفسجية (الفقرة ١٥ - ١) ، وفعل كمتُن من أجل الاشعة السينية (الفقرة ١٠ - ١٤) .

١٠ - ٨ . — انتشار الضوء المرئي بجزيئات غاز كامل .

إن نظرية انتشار الشعاعات المرئية بالجزيئات هي جزء من اعتبارات شبيهة باعتبارات الفقرة ١٠ - ٤ . فالجزيئات هي ، في الحقيقة ، صغيرة جداً بالنسبة لأطوال موجات الضوء المرئي . ويمكن أن نسلم بأن كلاً منها يكتسب ، تحت تأثير الموجة الأولية ، عزماً كهربائياً لثنائي أقطاب محرّض ، وأن الصيغتين [١٠،٥] و [١٠،٨] تنطبقان على الاشعاع الثانوي ، لأن الجزيئات في غاز كامل موزعة توزعاً عشوائياً .

ومن المتبع في دراسة الجزيئات (الجزء الرابع ، ٤ -١٢) ، أن تُنسب الاستقطابية α الى الجزيء لا الى واحدة الحجم من المادة : ولهذا يستعاض عن الصيغة [١٠،١] بالصيغة [٩،٦ مكرر] :

$$p = \alpha E$$

حيث α : مقدار سلّمي فيما اذا كان الجزيء متماثل المناحي . وليست هذه حالة البنزين او أكسيد الاتيل المستعملين اعلاه ، بل حالة الجزيئات وحيدة الذرة (الغازات الخاملة) او الجزيئات التي تتمتع بتناظر من مرتبة عالية (CCl_4 ، CH_4) . وسوف ندرس في الفقرة ١١ - ١ عدم تماثل المناحي في الجزيئات .

ويفترض ان ثنائي الأقطاب المحرّض في الجزيء يُشع كما يشع ثنائي أقطاب هرتز (الفقرة ١ - ٦) ، فالشروط التي تجتمع في انتشار الضوء المرئي بجزيئات غاز كامل عديم اللون ($R \ll \lambda$ ، جزيئات موزعة عشوائياً) هي إذن الشروط التي تنطبق فيها صيغة رايلي [١٠ ، ٨] ، التي تكتب هنا كما يلي :

$$\mathcal{R} = \frac{N\,\pi^2\,\alpha^2}{2\;\;\varepsilon_0^2\,\lambda^4} \qquad [١٠،١٧]$$

ب) يمكننا أن نحاول تحديد آلية الانتشار تحديداً دقيقاً ، بأن نفترض في تكوّن ثنائي الاقطاب المحرّض في جزيء فرضيات الفقرة ٩ - ٤ . وقد وجدنا أن للاستقطابية العبارة [٩،١١] :

$$\alpha = \frac{p}{E} = \frac{q^2}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad [١٠،١٨]$$

فمن أجل غاز عديم اللون ، تقع النبضات الخاصة ω_0 في ما فوق البنفسجي ، بين ٦×١٠^١٥ و ٢×١٠^١٦ هرتز . فمن أجل الشعاعات المرئية ($\omega \simeq 3.10^{15}$) يكون لدينا إذن $\omega_0^2 \gg \omega^2$. ويمكن أن تعدّ الاستقطابية α المعطاة بالصيغة [١٠،١٨] كما لو أنها ثابتة من أجل نوع معين من الجزيئات .

وقد رأينا في الفقرة ٩ – ١٤ أنه ينبغي وضع قيود على تشبيه الجزيء بمجاوب ميكانيكي .

ج) ولهذا السبب ، من المفضّل ألا تدخل في الصيغة [١٠،١٨] إلا قيم يسهل الحصول عليها بالتجربة المباشرة . لنستخدم العلاقة [٤،٣٩] ، في الجزء الرابع ، بين سماحية غاز كامل ε_r ، واستقطابية جزيئاته α :

$$\alpha = \frac{3\,\varepsilon_0}{N}\,\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \qquad [١٠،١٩]$$

ففي الحالة الراهنة ، ليس الحقل المقطب حقلا راكدياً . لنأخذ بعين الاعتبار علاقة مكسويل (الجزء السابع ، ٩ – ٦) بين ε_r وقرينة الانكسار n :

$$\varepsilon_r = n^2$$

فوفقاً للصيغة [٩،٢٥] يكون لدينا :

$$\alpha = \frac{3\,\varepsilon_0}{N}\frac{n^2-1}{n^2+2} \simeq \frac{\varepsilon_0}{N}(n^2-1) \quad [١٠،٢٠]$$ [١]

لأن $n^2 + 2$ قريبة دوماً من ٣ من أجل غاز قريب من الغاز الكامل . وتصبح الصيغة [١٠،١٧] كما يلي :

$$\mathcal{R} = \frac{9\,\pi^2}{2N\lambda^4}\frac{(n^2-1)^2}{(n^2+2)^2} \simeq \frac{\pi^2}{2N\lambda^4}(n^2-1)^2 \quad [١٠،٢١]$$

١٠ - ٩ — تحقيقات تجريبية .

ينجم عن الصيغة [١٠،٢١] عدة نتائج تجريبية .

أ) إن تغير شدة الضوء المنتثر وفق $\frac{1}{\lambda^4}$ هو السبب في زرقة السماء . ومن المعروف أن هذا اللون يشتد كلما ازداد خلو الهواء من الغبار ، كما هو حال الجبال الشاهقة . وهو ناجم عن انتثار ضوء الشمس بجزيئات الجو ، وإن شدته لكافية لحجب ضوء النجوم خلال النهار [٢] .

---

(١) تشتمل الصيغتان [١٠،١٧] و [١٠،٢٠] كلتاهما على الاستقطابية α .ويدرك المرء أنه يمكن ربط احداهما بالاخرى . وفي الحقيقة ، يمكن اثبات ان مجموع المويجات الثانوية التي تشعها الجزيئات هو الذي يجعل الوسط كاسراً للأشعة بتركيبه مع الموجة المثيرة . ويمكن ، على هذا الشكل ، تفسير جميع ظواهر انتشار الضوء بالنظرية الجزيئية ، ولنكتف ببيان تفسير استقطاب الضوء بالانعكاس (الفقرة ٨ - ٨) . انه تحت تأثير الحقل E لموجة ضوئية تخترق وسطاً ثانياً وتهتز في مستوى الورود . لا تشع الجزيئات في منحى الحقل E (الشكل ١٠ - ٧) . وعلى هذا ، فالانعكاس النظامي في الوسط الاول لا يحدث الا اذا كانت جزيئات الوسط الثاني تشع الطاقة في منحى الانعكاس. فالانعكاس اذن لا يتم فيما اذا كان هذا المنحى موازياً للحقل E ، أي عموديا على منحى الشعاع المنعكس ، وهو ما يتفق مع صيغة بروستر [٨،٣٢ مكرر] .

(٢) عندما نرتفع في الطبقات الجوية ، يتخلخل الجو عند سمت الرأس ويضعف الانتشار الى حد تصبح عنده النجوم مرئية في وضح النهار على خلفية مظلمة للسماء .

إن الصورتين في الشكل ١٠ ـ ١٣ (اللوحة ٤) اللتين تمثلان طيف الزئبق الذي يُرى : a) مباشرة و b) بالانتشار في الهواء ، تظهران جيداً أن الانتشار يزيد من الاهمية النسبية للشعاعات ذات الاطوال الموجية القصيرة .

ب) وعندما يُغيَّر الغاز ، تزداد النسبة $\mathcal{R}$ مثل ازدياد $(n^2 - 1)^2$. وهذا ما تظهره جيداً الاعدد التالية ، المأخوذة بقيمة نسبية بالنسبة الى الهواء .

الغاز	الهواء	H_2	CO_2	N_2O	أكسيد الاتيل
$(n^2 - 1)^2$	(1)	0,23	2,36	3,12	27,1
$\mathcal{R}$	(1)	0,25	2,15	3,75	26,0

وتبين الصورة في الشكل ١٠ – ١٤ (اللوحة ٤) هذه العلاقة . وتتبين لنا الفائدة من استعمال أكسيد الاتيل في تجربة الشكل ١٠ – ١٢ .

ج) إن قياس المقـادير الداخلة في الصيغة [٢١،١٩] يسمح بالوصول إلى العدد N ، عدد الجزيئات التي تحتوي عليها واحدة الحجوم من الغاز .

ومن أجل ضوء وحيد اللون طول موجته λ معروف ، تقاس القرينة n ، وتقارن بطريقة قياس الشدة الضوئية ، باستعمال تركيبة الشكل ١٠ – ١٢ ، تقارن الاستنارة $\mathcal{E}$ التي تولدهـــا الحزمة الاولية بشدة الضوء المنتثر في منحى عمودي بحجم معين V من الغاز المضاء : إن حاصل قسمة هذه الشدة على V يعطى I_{90} في الصيغة [٢١،١٠] . بعد أن يتعين N يحسب عدد آفوغادرو :

$$\mathcal{N} = N \frac{M}{\rho} \qquad [٢٢،١٠]$$

حيث يدل M على كتلة الغاز المولية ، ويدل ρ على كتلته الحجمية .

وقـــد أجريت قياسات حديثة على الآرغون ، وهو غاز وحيد الذرة ذو جزيئات كروية ، فأعطت هذه القياسات :

$\mathcal{N} = 5,99 \pm 0,07.10^{26}$ كيلومول/جزيء

وهذا على اتفاق حسن مع القيم التي حصل عليها بطرائق أخرى .

إن الصيغة [١٠،١٤] التي تعطي ثابت التلاشي والمستنتجة من صيغة رايلي، تنطبق على غاز عديم اللون وباستعمال قيمة الاستقطابية في [١٠،٢٠] نحصل على :

$$K = \frac{8\ \pi^3\ N}{6\ \varepsilon_0^2\ \lambda^4}\alpha^2 = \frac{24\ \pi^3\ (n^2 - 1)^2}{N\lambda^4\ (n^2 + 2)^2} \qquad [١٠،٢٣]$$

وبفضل هذه الصيغة ، تحسب قيم ضئيلة جداً لـ K ؛ فمن أجل الهواء مثلاً ، $K = 5,6.10^{-5}\mathrm{m}^{-1}$ عندما $\lambda = 0,38\ \mu$.

- ٥- ولكن من أجل مسارات طويلة جداً ، يصبح الامتصاص الظاهري محسوساً وتكون قيمته من أجل الازرق أكبر منها من أجل الاحمر . ولهذا السبب تبدو الشمس عند الافق أقل إضاءة واكثر احمراراً منها عندما تكون في سمت الرأس ، حتى وإن كان الجو شفافاً .

إن قياس ثابت التلاشي للجو ، عندما يؤخذ بعين الاعتبار الامتصاص الحقيقي لبعض الغازات في مناطق معينة من الطيف ، يسمح بتقدير قيمة N من الصيغة [١٠،٢٣] ، وبالتالي تقدير عدد آفوغادرو $\mathcal{N}$.

د) إن إحدى نتائج الصيغة [١٠،٥] هي أن الضوء الذي تنثره السماء ينبغي ان يكون مستقطباً . وفي الحقيقة ، اذا وجهنا النظر الى منطقة من السماء الزرقاء واقعة في منحى عمودي على المنحى الذي تُرى الشمس وفقه ، فاننا نتحقق من أن الضوء مستقطب استقطاباً مستقيماً . وهذا شبيه بالتجربة المذكورة في الفقرة ١٠ - ٢ .

١٠ ـ ١٠ — الانتشار الجزيئي للضوء المرئي بالاوساط الكثيفة .

أ) ـ ٥– يمكننا أن نتثبت بقياسات الشدة الضوئية من أن شدة الضوء المنتثر بسائل كالماء أو البنزين في درجة الحرارة العادية ، هي أقل كثيراً من الشدة المحسوبة استناداً على الصيغة [١٠،٢١] . فالماء لاينثر من الضوء الا ٢٠٠ ضعفاً بما ينثره الهواء في الضغط النظامي ، على الرغم من أنه يحتوي في الحجم نفسه على عدد من الجزيئات يبلغ ١٢٠٠ ضعفاً .

ـ٥– والتثبت من هذا الامر أيسر كثيراً في البلورات . فاذا وضعنا في تجربة الشكل ١٠ ـ ٢ مكان الانبوب كتلة من كلور الصوديوم الصنعي من نوعية جيدة وكانت اوجهها مصقولة صقلاً جيداً ، فإن ضآلة الانتثار تبدو جلية للعيان. إن الكوارتز لا ينثر من الضوء إلا سبعة او ثمانية أضعاف ما ينثره الهواء النظامي ، على الرغم من ان كتلة الكوارتز الحجمية اكبر بألفي ضعف .

ب) لقد استطعنا ، لدى حساب شدة الضوء المنتثر بغاز أن نسلم بأن شدات الاضواء المنتثرة بمختلف الجزيئات ينضاف بعضها الى بعض نتيجة للفوضى في توزعها . ولكن هذا الشرط لا يكون محققاً في الاوساط الكثيفة ، السائلة (الجزء الثاني ، ١٤–١) وبخاصة البلورات (الجزء الثاني ، ١٣–٦) .

ولدراسة ما يحدث في هذه الحالة ، نستعيد المناقشة المطبقة على الشكل ١٠ – ٨ . إن الكرة ، في هذه المرة ، تمثل حجم السائل أو الجامد الذي تقوم جزيئاته بنثر الضوء . ولكن شكل هذا الحجم ليست له أهمية تذكر ما دام كبيراً جداً بالنسبة إلى طول الموجة ، كما هو الحال عملياً دائماً ، وما دام يحتوي بالتالي على عدد كبير جداً من الجزيئات .

ففي هذه الحالة ، يكون الجداء μR كبيراً جداً من أجل أي قيمة لـ φ

لا تكون صغيرة الى حد كبير ، وتبين الصيغة [١٠،١١] أن السعة المنتثرة s_m ذات قيمة مهملة .

ويمكن ان نتأكد من هذه النتيجة دون اجراء الحسابات :

إن كل الجزيئات الموجودة في طبقة ثخنها $dz \ll \lambda$ (الشكل ١٠ – ٨) تصدر في المنحى OD اهتزازات متفقة في الطور . إذن فالسعة المنتثرة بكل طبقة تتناسب طرداً مع حجم هذه الطبقة dV ، فيما اذا كانت الكثافة منتظمة ، ويكون فرق المسير بين الاهتزازتين المنتثرتين بطبقتين مساوياً :

$$\delta = 2\ (r_1 - r_2) \sin \frac{\varphi}{2} \qquad [١٠،٢٤]$$

فإذا اختير الفرق $r_1 - r_2$ بحيث كان $\delta = \frac{\lambda}{2}$ ، فإن الاهتزازتين تتفانيان تقريباً ، ما دام الباقي يكون سببه أن الحجمين dV_1 و dV_2 يمكن أن يختلف أحدهما عن الآخر قليلًا تبعاً لشكل الجسم ، ولما كان هذا الجسم كبيراً جداً بالنسبة الى طول الموجة فإنه يمكن تقسيمه الى عدد كبير جداً من ازواج الطبقات ، تتفانى آثارها بتقريب شديد .

وعلى هذا فإن شدة الضوء المرئي المنتثر جانبياً بالجزيئات ينبغي ان تكون منعدمة في وسط كثيف ذي أبعاد كبيرة بالنسبة الى طول الموجة وذي كثافة منتظمة وثابتة[١] .

ج) ومع ذلك ، فإن الانتثار بالاوساط الكثيفه ليس منعدماً ؛ ذلك لأن كثافتها ليست منتظمة وثابتة .

---

(١) لا تعود هذه النتيجة صحيحة عندما تعتبر الاشعة السينية عوضا عن الشعاعات المرئية (الفقرة ١٠–١٣) .

ففي الجوامد ، ينشأ جزء من عدم الانتظام في الكتلة الحجمية عن عيوب في البنية أشير اليها في الفقرة ١٣-٦ من الجزء الثاني .

وهناك جزء آخر ، يحدث في السوائل فقط ، وسببه تراوحات في الكتلة الحجمية ρ يولدها الهيجان الحراري ، وعلى هذا ، فإن طبقتين من الوسط ، ذواتي ثخنين متساويين وبحيث ان $\delta = \frac{\lambda}{2}$ ، تنثران سعتين غير متساويتين ، ولا يعود التفاني بالتداخل المعتبر في (أ) كلياً .

ويمكن لنا ، دون الدخول في تفاصيل مناقشة دقيقة[1] ، أن ندرك بأن سعة الإشعاع المنتثر بعنصر حجمي تعود فقط الى عدد الجزيئات الزائدة أو الناقصة بالنسبة الى **عددها** الوسطي ، وأن الشدة المنتثرة تتناسب طرداً مع $\overline{(\Delta N)^2}$ ، وسطي مربع ، تراوحات عدد الجزيئات ؛ وتصبح نسبة رايلي [١٠، ١٧] كما يلي :

$$\mathcal{R} = \frac{\pi^2 \alpha^2}{2\, \varepsilon_0^2\, \lambda^4} \overline{(\Delta N)^2} \qquad [١٠،٢٥]$$

وقد حسب $\overline{(\Delta N)^2}$ (في الجزء الثاني ، ١٢ – ٨ ج) ، ووجد أن :

$$\frac{\overline{(\Delta N)^2}}{N^2} = -\frac{\overline{(\Delta V)^2}}{V^2} \qquad [١٠،٢٦]$$

(ومن الجزء الثاني ، ١٢،٢٢) :

$$\frac{\overline{(\Delta V)^2}}{2} \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right) = \frac{kT}{2}$$

حيث يدل k على ثابت بولتزمن ويدل T على درجة الحرارة المطلقة . لندخل

(١) انظر كتاب روكار Rocard في الترموديناميك صفحة ٣٨٨ .

عامل الانضغاط المتساوي الدرجة للمادة :

$$\chi = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)$$

ولنأخذ بعين الاعتبار [١٠، ٢٦] ، فتصبح الصيغة السابقة كما يلي :

$$\overline{(\Delta N)^2} = \frac{N^2}{V} kT\chi \qquad [١٠، ٢٧]$$

وتكتب نسبة رايلي [١٠، ٢٥] ، بعد أخذ [١٠، ٢٠] بعين الاعتبار ، كما يلي :

$$\mathcal{R} = \frac{\pi^2 N^2 kT\chi^2}{2\varepsilon_0^2 \lambda^4 V} = \frac{\pi^2}{2\lambda^4}\frac{kT\chi}{V}(n^2-1)^2 \qquad [١٠، ٢٨]$$

من أجل غاز كامل ، نعلم (الجزء الثاني ، ١٢، ٨) أن $\frac{\overline{(\Delta N)^2}}{N^2} = \frac{1}{N}$ ، ومنه :

$$\mathcal{R} = \frac{\pi^2 N^2 \alpha^2}{2\varepsilon_0^2\lambda^4}\frac{\overline{(\Delta N)^2}}{N^2} = \frac{\pi^2 N\alpha^2}{2\varepsilon_0^2\lambda^4}$$

وهكذا نجد من جديد الصيغة [١٠، ١٧] ، التي برهنت بتسليمنا فقط بأن الشدات المنتثرة بكل جزيئات الحجم المعتبر يُضاف بعضها الى بعض .

وقد وجدنا انه عندما ننتقل من غاز الى سائل ، له الحجم نفسه ، ان شدة الانتثار تزداد ، ولنقل مائة مرة . ان $(n^2-1)^2$ في السائل أعلى قيمة بـ ١٠° الى ١٠^٦ مرة ، ولكن χ ينقص نقصاناً كبيراً . وحين يكون عدد الجزيئات واحداً ، يكون الانتثار بالسائل أقل من الانتثار بالغاز ، لأن تراوحات الكثافة في السائل أضعف كثيراً .

ولنذكر أن **التراوحات** تصبح شديدة في جوار النقطة الحرجة ، حيث يزداد

عامل الانضغاط للمائع ازدياداً كبيراً (الجزء الثاني ، ١٦ – ٤) .

١٠ ـ ١١ ـ الانتشار الجزيئي للضوء بالبلورات .

أ) من المعروف (الجزء الثالث ، ٨ – ١٥) ان الحركات الاهتزازية ، في جسم جامد متبلور ، والتي يسببها الهيجان الحراري ، يمكن النظر اليها كأنها تكوّن أمواجاً مرنة جيبية ذات أطوال موجية Λ مختلفة تجوب الجسم الجامد في كل الاتجاهات . فالأمواج الطولية تولد مناطق محلية من التضاغط والتخلخل، تمثل تراوحات الكتلة الحجمية ρ [1] . ففي لحظة معينة ، تكون المحلات الهندسية للنقاط ، التي تكون فيها ρ ذات قيمة واحدة من أجل احد تلك المجموعات من الامواج ، مستويات موجة يبعد الواحد منها عن الآخر بمقدار Λ . فاذا اضيء الوسط بحزمة أشعة متوازية طول موجتها λ ، ووُجه النظر في منحى يصنع زاوية φ مع منحى الورود ، فان الموجات الحرارية ـ المرنة التي توازي مستويات موجتها المستوي XOY (الشكل ١٠ – ٨) ، هي التي تنثر الاهتزازات متفقة كلها في الطور . لتكن T و T' (الشكل ١٠ – ١٥) طبقتين من ثخن واحد . (ضئيل بالنسبة الى Λ) ولتكن المسافة الفاصلة بينهما d بحيث أن $\delta = \frac{\lambda}{2}$: إن آثارهما تكف ، على خير وجه ، عن التفاني ، وذلك عندما تكون كتلتاهما الحجميتان مختلفتين الى أقصى حد ممكن ، أي عندما تنطبق إحدى الطبقتين على منطقة التخلخل الاعظمي ، وتنطبق الاخرى على منطقة التضاغط الاعظمي، وهذا ما يفرض الشرط $d = \frac{\Lambda}{2}$.

الشكل ١٠ – ١٥
انتشار الضوء ببلورة

---

(١) يقارن ما يلي بتجارب الفقرة ١٦ – ٧ في الجزء الرابع .

ويعطي الشرط :

$$\delta = \frac{\lambda}{2} = 2\,d\,\sin\frac{\varphi}{2} = \Lambda\,\sin\frac{\varphi}{2}$$

العلاقة التالية بين طول الموجات الضوئية وطول الموجات الحرارية - المرنة التي تنثرها :

$$\lambda = 2\,\Lambda\,\sin\frac{\varphi}{2} \qquad [٢٩،١٠]$$

ولما كان منحى هذه الموجات محدداً ايضاً ، فانه يتبين أنه من بين الحشد من الموجات التي توجد في البلورة ، لا تتجلى في الظاهرة المدروسة إلا موجات مرنة معينة أحسن تعيين . ومع ذلك فهناك ايضاً احتمالان : مستويات الموجات المرنة المعتبرة ليست ساكنة الحركة ؛ بل تنزاح بالسرعة v (التي تتغير مع Λ ، انظر الجزء الثالث ، ٦ - ١٠) في الاتجاه OZ أو في الاتجاه المعاكس . وفي كلتا الحالتين ، يبدل مفعول دوبلر تواتر الموجات الضوئية بالنسبة للمشاهد الذي يستقبل هذه الموجات . فمستويات الموجة التي تنزاح وفق OZ (الشكل ١٠-٨) تقترب من المنبع بالسرعة $v\sin\frac{\varphi}{2}$. وتبين الصيغة [٢٩،٧] في الجزء الثالث أن التواتر ν يزداد بحيث أن :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v\sin\frac{\varphi}{2}}{c_1}$$

حيث c_1 هي سرعة الضوء في البلورة . ولما كانت مستويات الموجة تقترب في الوقت نفسه من المشاهد ، فان الصيغة [٢٦،٧] في الجزء الثالث تبين أنه يحدث ايضاً ازدياد في التواتر يساوي الازدياد السابق . فمفعول دوبلر يؤدي بالجملة الى أن الضوء المنتثر بالموجات المرنة لا يكون تواتره ν ، بل يتألف من شعاعتين تواتراهما :

[١٠،٣٠]
$$\nu \pm \Delta \nu = \nu \left(1 \pm \frac{2 v \sin \frac{\varphi}{2}}{c_1} \right)$$

وتكون الفاصلة $2 \Delta \nu$ بين هاتين الشعاعتين (ثنائية بريلوان Brillouin) ضئيلة جداً دائماً . فمن أجل $v = 10^3$ m/s ، $\varphi = \frac{\pi}{4}$ ، $c_1 = \frac{c}{n} = 2.10^8$ m/s ($\sin n = 1,5$) ، نجد :

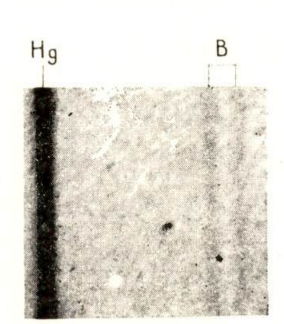
$$2 \frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{4.10^3}{2.10^8 \sqrt{2}} = 1,4.10^{-5}$$

ويكون الفرق مقدراً بالاطوال الموجية مساوياً :

$$\frac{2 \Delta \lambda}{\lambda} = - \frac{2 \Delta \nu}{\nu}$$

أي من أجل $\lambda = 5\,000$ A : يكون

$$2 \Delta \lambda = 0,07 \text{ A}$$



الشكل ١٠ – ١٦ . ثنائية بريلوان للماس(Hg = خط طفيلي ، B = خطا بريلوان)

ويبين الشكل ١٠ – ١٦ صورة فتوغرافية لثنائية بريلوان أخذت لدى تحليل ضوء الزئبق المنتثر ببلورة من الماس وذلك باستعمال مصور الطيف .

١٠ – ١٢ — . الانتثار الجزيئي للضوء بالمحاليل .

إن انتثار الضوء بمحلول يعطى قيمة $\mathcal{R}$ لنسبة رايلي ، أما الانتثار بالمذيب فيعطى قيمة أخرى $\mathcal{R}_0$. وليست هناك نظرية دقيقة تسمح ببيان نصيب المذيب ونصيب المذاب من الشدة المنتثرة بالمحلول . ولكن يمكن مناقشة الامر على وجه التقريب كما يلي ، من أجل المحاليل الممددة : إذا وضع في حجم معين من المحلول

جزيء من المـــذاب ذي الاستقطابية α عوضاً عن جزيء من المذيب ذي الاستقطابية α_0 ، فان القرينة الوسطية تتغير من n_0 الى n . وتختلف نسبة رايلي بالمقدار التالي :

$$\mathcal{R}-\mathcal{R}_0=\frac{\pi^2}{2\lambda^4}(n^2-n_0^2)^2\overline{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2} \qquad [٣١،١٠]$$

حيث تمثـل $\overline{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2}$ القيمة التربيعية الوسطية **لتراوحات** عددجزيئات المذاب. لنسلّم، كما فعلنا لاثبات قانون فانت هوف Van't Hoff ، بأن جزيئات المذاب في المحلول الممـــدد تسلك سلوك جزيئات الغاز الكامل : فيكون لدينا $\overline{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2}=\frac{1}{N}$. ومن جهة أخرى ، تكون عبارة التركيز الحجمي للمحلول (أي كتلة المذاب في واحدة الحجم) كما يلي :

$$C=N\,m=\frac{N\,M}{\mathcal{N}}$$

إذ أن كتلة جزيء المذاب m تساوي حاصل قسمة كتلته المولية M على عدد آفوغادرو $\mathcal{N}$. وعلى هذا تصبح الصيغة [٣١،١٠] كما يلي :

$$\mathcal{R}-\mathcal{R}_0=\frac{\pi^2}{2\lambda^4}(n^2-n_0^2)^2\frac{1}{N}=\frac{\pi^2}{2\lambda^4}(n^2-n_0^2)^2\frac{M}{\mathcal{N}C} \qquad [٣٢،١٠]$$

وتبين هذه الصيغة الاخيرة أن من الممكن استنتاج الكتلة المولية M من شدة الضوء المنتثر بالمحلول . ولكن ينبغي تعيين اختلاف قرينة الانكسار مع التركيز تعييناً دقيقاً جداً . ولنلاحظ ان دقة الطريقة تزداد مع ازدياد M ، اذا ظلت المقادير الاخرى ثابتة ، وذلك على خلاف مـــا عليه الامر في الطرائق المشتقة من قوانين راؤول Raoult (الجزء الثاني ، ١٨-٨) .

وقد طبقت هذه الطريقة بنجاح لتعيين الكتل المولية للبروتينات والبلمرات العالية .

وتبلغ الصيغة [١٠، ٣٢] أقصى صحتها من أجل تمديد غير محدود. ويستعاض عنها ، من أجل تركيزات اكبر، بصيغة اشد تعقيداً ؛ ويحصل على M بالاستقراء (التبسط)(انظر الجزء الثاني ١٨–١٨ ب). ومن جهة أخرى، من أجل الجزيئات الجهرية التي تصبح أبعادها قابلة للمقارنة مع طول الموجة ، ينبغي تعميم الحساب وفقاً للمبادىء المعروضة في الفقرة ٩–٥ .

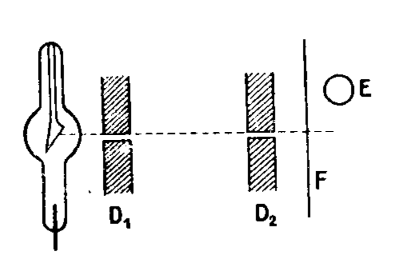
١٠ ـ ١٣ . انتشار الاشعة السينية بالالكترونات وبالذرات وبالجزيئات.

أ) إن النتائج المثبتة في الفقرة ١٠ – ١٠ ب لا تعود صالحة اذا أصبح طول موجة الضوء λ من مرتبة الابعاد التي داخل الذرة ، ذلك لانه لا يمكن حينئذ تقسيم الوسط الى طبقات صغيرة بالنسبة إلى λ . ومن المعروف (الجزء الرابع ، ١٦ – ١٩) أن انتشار الاشعة السينية بالبلورات ظاهرة لها أهميتها .

إن تواترات الاشعة السينية تزيد عن تواترات الشعاعات المرئية بآلاف المرات ، وكانت الطاقة (الجزء السادس ، ١٦ – ٢٢) التي توافقها كبيرة ، كما ان المظهر الجسيمي للإشعاع يصبح ذا أهمية كبيرة في مجال الاشعة السينية . ومع ذالك ، فإن عدداً معيناً من خواص هذه الشعاعات تُفسَّر على أساس أنها مكونة من موجات كهرطيسية عرضية ؛ وهـذه هي ، بصورة خاصة ، حالة انتشارها بالمادة .

ـ ٥ ـ تسقط حزمة ضيقة من الاشعة السينية المحدودة بشقين في حاجزين من الرصاص D_1 و D_2 (الشكل ١٠–١٧) ، على صفيحة رقيقة F من الالمنيوم أو من الورق . فنجد أن الكشاف الكهربائي المشحون الموضوع عنـد E ، خارج

مسار الحزمة ، تنفرغ شحنته حينما توضع الصفيحة عند F بأسرع كثيراً مما تنفرغ في حال عدم وجودها ، مما يدل على ان قسماً من الاشعة السينية قد انتشر جانبياً . أما الاثر الباقي فيعود الى تشرد (تأين) الهواء (الجزء السادس ١٧ – ١) .



الشكل ١٠ – ٧ . – انتشار الاشعة السينية بذرات صفيحة معدنية

وقد أمكن التحقق على وجه التقريب من قانون التوزع الزاوي للتدفق المنتثر ، المعطى بالصيغة [١٠،٥] والشكل ١٠ - ٦ b ، وذلك بإجراء قياسات للتدفق بواسطة غرفة التأين (الجزء السادس ، ١٧ – ١) .

هذا وإن الانتثار يقطب الاشعة السينية مثلما يقطب الضوء المرئي .

–٥– حين تصل حزمة من الاشعة السينية منتشرة في المنحى Ox (الشكل ١٠ – ١٨) الى كتلة من الفحم أو البارافين موضوعة عند O ، فإن هذه الحزمة تنتثر . وتستقبل الاشعة المنتثرة في الاتجاه Oy بكتلة مماثلة 'O ، فتنثرها مرة أخرى . فاذا نُقِّلت غرفة تأين على طول محيط دائرة مركزها 'O وواقعة في المستوي x'O'z' ، فانه يُرى أن الانتثار أعظمي وفق 'Ox ومنعدم وفق 'Oz ، كما تتنبأ بذلك اعتبارات الفقرة ١٠ – ٢ .

الشكل ١٠ – ١٨ . استقطاب الاشعة السينية بالانتثار

ب) لنذكر (الجزء الرابع ، ١٦ – ٨ و ١٠) أن انتثار الاشعة السينية بوسط ذي بنية منتظمة ، كالبلورات ، يمكن أن يعدّ انعكاساً اصطفائياً على

مستويات شبكية . وتسمح صيغة براغ Bragg (الجزء الرابع ، [١٦، ٢٠] :

$$2\, d \sin \theta = k\, \lambda \qquad (k \text{ عدد صحيح})$$

بحساب الفاصلة d بعد قياس الزاوية θ ، زاوية الانعكاس الاصطفائي لأشعة سينية طول موجتها λ . ونستخلص من هذا طريقة لتعيين عدد آفوغادرو تعييناً دقيقاً .

ففي كلور الصوديوم ، مثلاً (الشكل ٩ - ١٤) ، تساوي المسافة بين مستويين شبكيين متجاورين وموازيين لوجهين متقابلين من أوجه المكعب : $d = 2{,}820$ Å . وكل مكعب حجمه d^3 ويحتوي وسطياً على ايون واحد . ويحتوي مول من كلور الصوديوم على $\mathcal{N}$ جزيئاً من جزيئات NaCl أو $2\mathcal{N}$ ايوناً . ويشغل المول في الحالة الجامدة حجماً مقداره :

$$V_{\mathrm{M}} = 2\, \mathcal{N}\, d^3 = \frac{M}{\rho}$$

حيث M هي الكتلة المولية و ρ : الكتلة الحجمية . ولدينا $M = 58{,}5$ ؛ و $\rho = 2\ 163{,}2\ \mathrm{kg/m^3}$ ، ومنه :

$$\mathcal{N} = \frac{58{,}5}{2\ 163{,}2 \times 2\ \ (2{,}82.10^{-10})^3} = 6{,}022.10^{26} \text{ كيلومول/جزيئاً}$$

ج) إن النبضات المميزة ω_0 للألكترونات الذرية هي أقل كثيراً من النبضات ω للأشعة السينية ؛ فالصيغة [١٠، ١٨] تصبح ، مع $q = e$ ، كما يلي :

$$\alpha = \frac{e^2}{m\, \omega^2} \qquad [١٠، ٣٣]$$

فإذا كان الالكترون حراً ، كما هو الحال في المعدن ، فإن ω_0 تنعدم والصيغة نفسها تكون صالحة . وتصبح نسبة رايلي [١٠ - ١٧] حينئذ :

$$\mathcal{R} = \frac{Ne^4}{32\,\pi^2\,\varepsilon_0^2\,c^4\,m^2} \qquad [١٠،٣٤]$$

وتدل N هنا على عدد الالكترونات في واحدة الحجم . ومن المسلم به أن الانتثارات تكون غير مترابطة . إن الصيغة [١٠،٣٤] التي تنسب الى ج.ج. طومسن J. J. Thomson ، لا تقبل بسهولة تحقيقاً تجريبياً . ولكن يمكن أن نحسب ، كما فعلنا في الفقرة ١٠ – ٦ ، ثابت التلاشي K الذي يعود الى الانتثار. وبوضع العبارة [١٠،٣٣] في [١٠،٢٣] نجد :

$$K = \frac{Ne^4}{6\,\pi\,\varepsilon_0^2\,c^4\,m^2} \qquad [١٠،٣٥]$$

وحين يقاس مقدار الضعف الذي يصيب مختلف حزم الاشعة السينية التي تخترق اجساماً بسيطة مختلفة ، نجد نتيجة بسيطة عندما يكون طول موجة الاشعة اقل من الاقطار الذرية – على الا يكون مع ذلك قصيراً جداً (λ بين 0,2 و 0,7 Å) – وعندما تكون للمادة كتلة ذرية A ضئيلة : ففي هذه الحالة ، يكون لحاصل قسمة ثابت التلاشي على الكتلة الحجمية $\frac{K}{\rho}$ قيمة قريبة من $0{,}02\,\frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{kg}}$.

ليكن Z عدد الالكترونات في الذرة الواحدة ؛ فيكون لدينا : $N = \frac{\mathcal{N}\rho Z}{A}$ ، حيث A : الكتلة الذرية :

$$\frac{Z\,\mathcal{N}\,e^4}{6\,\pi\,\varepsilon_0^2\,c^4\,m^2\,A} = 0{,}04\,\frac{Z}{A} \qquad [١٠،٣٦]$$

فالنتيجة التجريبية تبين إذن أن الذرات الخفيفة تحتوي على عدد من الالكترونات قريب من نصف الكتلة الذرية . وهذه النتيجة ذات أهمية تاريخية، لأنها مهدت السبيل لأول طريقة في تعيين العدد Z ، ومن المعروف اليوم أن قيم Z ، على سبيل المثال ، هي التالية :

العنصر :	H	He	C	Na	Al	Cl	Fe
A :	1	4	12	23	27	35,5	56
Z :	1	2	6	11	13	17	26

د) إن نتيجة الصيغة [١٠،٣٦] لا تتحقق إلا اذا كان طول موجة الشعاعات محصوراً بين حدين معينين . إن الاطوال الموجية للأشعة السينية تتراوح بين بضعة أجزاء من مائة من الانغستروم الى بضع عشرات الانغسترومات . ولما كانت أبعاد الذرات والجزيئات محصورة في هذه الحدود ، فانه يمكن التنبؤ ، على غرار ما رأينا في الفقرة ١٠ — ٥ ، بأنه يحدث هناك تداخل بين الاهتزازات المنتثرة بالالكترونات الخاصة بالذرة نفسها ، وذلك عندما يصبح طول الموجة من مرتبة الاقطار الذرية . وندرك الآن ان القانون البسيط المعبّر عنه بالصيغة [١٠،٣٦] لا يعود قابلاً للتطبيق .

١٠ - ١٤ — فعل كُمْتُون .

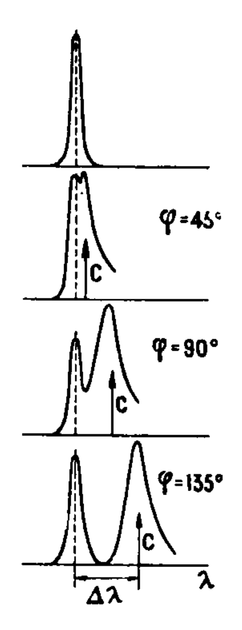
إن الانحرافات عن صيغة طومسُن ، من أجل الاطوال الموجية القصيرة جداً ، لا يمكن أن تتقبل التفسير السابق . وتلاحظ حينئذ ظاهرة جديدة عندما نحلل بواسطة مقياس الطيف (الفقرة ٤ – ١٣) الاشعاع الذي ينثره جسم بسيط مضاء بحزمة وحيدة اللون من الاشعة السينية . فيرى أن هذا الاشعاع يتألف من شعاعتين تعطيان خطين منفصلين : أحدهما يعود الى انتشار الشعاعة المهيجة دونما تغيير في طول موجتها λ ، ويعود الخط الثاني الى شعاعة طول موجتها اكبر قيمة $\lambda + \Delta\lambda$ (الشكل ١٠ – ١٩) . ويكون الانحراف $\Delta\lambda$ مستقلاً عن λ ، بشرط ان يكون هذا الطول الموجي صغيراً بما فيه الكفاية ؛ ومستقلاً عن طبيعة العنصر الناثر اذا كانت الكتلة

الذريـــة لهـذا العنصر ضئيـلة ؛ وهـو يزداد بازدياد الزاوية φ التي يصنعها منحى الاشعة الواردة مـع منحى المشاهدة . وتعطي القياسات الاشد دقة الصيغة التالية :

$$\Delta \lambda = 0{,}0486 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

($\Delta \lambda$ مقدرة بالانغستروم)

وسوف نرى في الفقرة ١٩ – ٣ ن فعل كمتن يفسر تفسيراً سـهلاً على أساس من خواص الفوتونات .



الشكل ١٠ – ١٩ . فعل كمتن (الخـــط الطيفي K_α للموليبدين المنتثر بالغرافيت) : *a*) الخـــط الاولي ، *b* ، *c* ، *d*) : طيف الانتثار من اجل قيم مختلفة للزاوية φ (السهم C يشير الى الوضع المحسوب لخط كمتن الطيفي

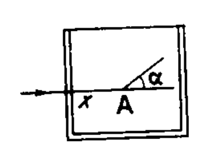
★ ★ ★

تمارين

١٠ – أ حزمة ضوئية متوازية استقامتها Ox (الشكل ١٠ – ١) مستقطبة استقطاباً مستقيماً بواسطة المقطب P_1 ، تخترق وسطاً يتألف من جزيئات متماثلة المناحي . يلاحظ الضوء المنتثر في الاستقامة Oy ، من خلال محلل P_2 بوجه اولاً بحيث ان الشدة الملاحظة تكون عظمى . ماذا تصبح الشدة I بعـــد كل من العمليات الآتية التي تجرى بالترتيب : ١° . – يدار P_2 بمقدار $\pi/2$ في مستويه؛ ٢° . – يدار عندئذ P_1 بمقدار $\pi/2$ في مستويه ؛ ٣° . – يعاد P_2 الى توجيهه الاصلي ؟ .

١٠ – ب تخترق حزمة من الضوء الطبيعي غازاً يتألف من جزيئات متماثلة المناحي . بين ان الضوء المنتثر يمكن اعتباره كمزيج من الضوء الطبيعي والضوء المستقطب استقطاباً مستقيماً . ولتكن α الزاوية التي تؤلفها استقامة الملاحظة للضوء المنتثر مع استقامة الورود . احسب بدلالة α النسبة x بين شدة المركبة المستقطبة وشدة المركبة الطبيعية .

١٠ – ج يحتوي حوض على وسط عكر ، قليل الامتصاص ، يتألف من دقائق صغيرة جداً معلقة في المـاء . ويتلقى حزمة متوازية من الضوء الطبيعي الوحيد اللون ، الذي يدخل بصورة ناظمية على وجه الدخول ، ويحدث في الوسط استنارة E_0 . ان شدة الضوء الذي ينثره عنصر من الحجم dv في استقامـــة تؤلف الزاوية α مع استقامة الورود هي على الشكل



الآتي : $I = R\,E\,(1 + \cos^2 \alpha)\,dv$ ، حيث E هي الاستنارة على سطح يمر من A وعمودي على الأشعة الواردة .

١ً. - ليكن Φ_0 التدفق الداخل في الحوض ، و $\Phi = \Phi_0 \exp(-2Kx)$ التدفق النافذ الى العمق x في نفس الاستقامة .

قدر التدفق المضيع $d\Phi$ في شريحة ثخنها Δx ، وأوجد العلاقة بين $\mathcal{R}$ و K .

٢ً. - اذا كان $\Phi_0 - \Phi = \Phi_0/100$ من اجل $x = h = 10\,cm$. فاحسب K و $\mathcal{R}$ وقدر بدلالة E اللمعان L للوسط العكر ملاحظاً على استقامة تؤلف زاوية قائمة مع الحزمة الواردة مع العلم بأن العمق المضاء في تلك الاستقامة هو $y = 10\,cm$. قارن بين هـذا اللمعان واللمعان L' للوحة بيضاء (الفقرة ٥ - ٢- هـ) تتلقى نفس الحزمة الواردة بزاوية ورود قدرها ٤٥° .

١٠ - د تبلغ الكتلة المولية للأرغون : 39,94 وكتلته الحجمية

$$\rho = 1{,}78\ kg/m^3$$

وقرينة انكساره (مقيسة بالطرائق التداخلية) هي : $n = 1{,}000\ 281$. ونسبة رايلي $\mathcal{R}$ (الفقرة ١٠ - ٤) مقيسة بالنسبة الى الشعاعة $\lambda = 4358\ \mathring{A}$ ، تبلغ قيمتها $1{,}34.10^{-6}m^{-1}$. احسب عدد أفوغادرو (قياسات كابان) .

١٠ - هـ اجريت قياسات لشفافية الجو في هواء نقي جداً (ذروة تنريف) وكتلته الحجمية هي $\rho = 1{,}293\ kg/m^3$ وقرينته $n = 1{,}00032$ في الشرطين النظاميين ، فأبانت ان شدة حزمة ضوئية وحيدة اللون طول موجتها 375 nm قد نقصت الى $1/e$ من قيمتها بعد أن قطعت في الجو مسافة ١٨ كم . احسب عدد افوغادرو .

١٠ - و عندما يجتاز ضوء طول موجته $\lambda = 4358\mathring{A}$ طبقة من رابع كلور الكربون السائل ثخنها ١ سم ، تبلغ قيمة نسبة رايلي $\mathcal{R} = 0{,}31.10^{4}cm^{-1}$. قارن بين هـذه القيمة وبين القيمة R_1 العائدة الى طبقة من بخار رابع

كلور الكربون لها نفس المقطع وتحوي على نفس العدد من الجزيئات . الكتلة الحجمية للسائل $\rho = 1,46.10^3 kg/m^3$.

استقطابة جزيء $C\,Cl_4$ هي $11,6.10^{-4} F.m^2$ ، الكتلة المولية $M = 154$

١٠ – ز عندما تنتثر الشعاعة $\lambda = 2\,536.5\ \mathring{A}$ للزئبق ، بواسطة بلورة من الماس ، بحيث ان الحزمة المنتثرة تكون عمودية على الحزمة الواردة ، يشاهد زوجان من الخطوط يبعدان بالترتيب $1,04\mathring{A}$ و $0,64\mathring{A}$ ، وهما موضوعان بصورة متناظرة الى جانبي طول الموجة المثيرة لها . فاذا علمنا ان قرينة انكسار الماس هي $n = 2,42$ ، فاحسب سرعة الامواج المرنة الطولانية (v_1) والعرضانية (v_2) في الماس .

* * *

الفصل الحادي عشر

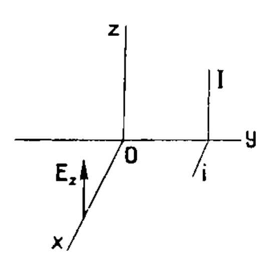
عدم تماثل المناحي والانكسار المضاعف

ا . الجزيئات والبلورات غير متماثلة المناحي ضوئياً

لقد افترضنا في الفصول السابقة أن الاوساط التي ينتشر فيها الضوء لها الخواص الضوئية نفسها في كل المناحي . لكن ظواهر الانكسار المضاعف في العديد من البلورات (الجزء الرابع ، ١١) تدل على أن ذلك التماثل في المناحي ليس أمراً عاماً . وآثار عدم تماثل المناحي ، التي سندرسها عما قليل ، يمكن أن يكون منشؤها عدم تناظر خاص بالجزيئات او انها تعود الى توزع الجزيئات في الوسط .

١١ ـ ١ ـــ عدم تماثل المناحي الضوئي في الجزيئات .

أ) لنعد تجربة الشكل ١٠ ـ ٢ ، بإضاءة البنزين بحزمة متوازية من الضوء المستقطب استقطاباً مستقيماً . فاذا نظرنا ، من خلال محلل ، الى الضوء المنتثر وفق Oy (الشكل ١١ ـ ١) عمودياً على منحى الاضاءة Ox وعلى منحى الاهتزازة الواردة E_z ، فاننا نتبين أن شدة الضوء المنتثر تمر بنهاية عظمى I عندما تكون الاهتزازة التي تخترق المحلل موازية الى E_z ، ولكن تكون لهذه الشدة ايضاً قيمة i غير منعدمة ، عندما يُدار المحلل



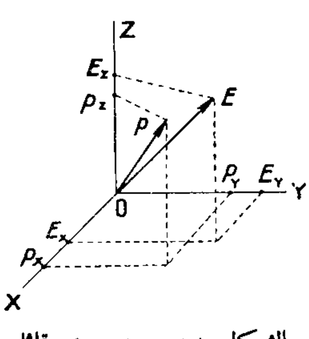
الشكل ١١ـ١ . زوال استقطاب الضوء المنتثر

بزاوية قائمة . فالضوء المنتثر جانبياً ليس إذن ضوءاً مستقطباً استقطاباً تاماً .
ويطلق اسم **عامل زوال الاستقطاب** على النسبة :

$$\rho = \frac{i}{I} \qquad [١١،١]$$

وفي حالة البنزين ، يكون لدينا $\rho = 0{,}42$: فقيمة I لا تتجاوز أبداً ضعف قيمة i .

ب) ليس من الممكن تفسير النتيجة السابقة اذا اعتبرنا ، كما فعلنا في الفصل العاشر ، أن الاستقطابية α مقدار سلمي . لنسلم الآن أن جزيئات البنزين غير متماثلة المناحي ضوئياً وان منحى العزم المحرض $\vec{p}$ يتوقف على توجيه الجزيء بالنسبة للحقل المهيج $\vec{E}$. وهناك طريقة بسيطة للحصول على هذه النتيجة ، وهي التسليم بأن في الجزيء ثلاث مناحٍ أصلية تتعين بتكوينه ، وتؤلف زاوية ثلاثية مجسمة ذات ثلاث زوايا قائمة $0\,XYZ$ (الشكل ١١ – ٢) ، ويكون العزم المحرض وفق هذه المناحي موازياً للحقل ومتناسباً معه ، ولكن بعوامل تناسب مختلفة أي :



الشكل ١١ – ٢ . عدم تماثل مناحي الاستقطابية

$$p_Z = \alpha_Z E_Z, \qquad p_Y = \alpha_Y E_Y, \qquad p_X = \alpha_X E_X \qquad [١١،٢]$$

حيث α_X و α_Y و α_Z **هي الاستقطابيات الاصلية** الثلاث للجزيء . ويبين الشكل ١١–٢ أن مناحي المتجهين $\vec{p}$ و $\vec{E}$ لا تتطابق في خارج المحاور السابقة .

ويُثبت أنه اذا كان الجزيء يأخذ كل التوجيهات الممكنة حول منحى E ، بحيث ان نهاية هذا المتجه ، الذي يفترض ان طويلته ثابتة ، ترسم كرة في الزاوية

الثلاثية OXYZ ، فان نهاية المتجه $\vec{p}$ ترسم اهليلجاً مجسماً محاوره الاصلية OX ، OY و OZ ، يسمى **إهليلج الاستقطابية المجسم للجزيء** .

ويلاحظ انه بينا أن عزم ثنائي الاقطاب الكهربائي الدائم $\vec{p}_0$ لجزيء قطبي هو متجه قطبي مرتبط بالجزيء ويغير جهته ، تبعاً لذلك ، عندما يدار الجزيء من طرف الى طرف ، فان الاستقطابية التي تحدد عزم ثنائي الاقطاب المحرض، لا تتغير عندما يدار الجزيء ، شأنها في ذلك شأن الاهليلج المجسم الذي يمثلها .

ان الخواص الضوئية التي تتميز بالمقدار α في جزيء متماثل المناحي ، تتميز في جزيء غير متماثل المناحي بإهليلج الاستقطابية المجسم .

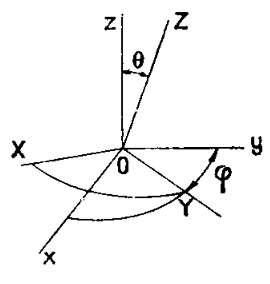
ويمكن ان يحدث ، بسبب التناظر ، أن تتساوى للجزيء استقطابيتان أصليتان ، مثلاً $\alpha_Y = \alpha_X$ ؛ فيكون لإهليلج الاستقطابية المجسم حينئذ محوران متساويان : أي انه يكون اهليلجاً دورانياً حول المحور OZ في المثال الذي اخترناه . ويقال حينئذ ان الجزيء **وحيد المحور ضوئياً** وذلك على غرار ما هو قائم في البلورات (الجزء الرابع ، ١١ -٣) . وعلى هذا ، ففي جزيء البنزين الذي تنتظم ذراته متناظرة حول محور سداسي يكون هذا المحور محوراً دورانياً في إهليلج الاستقطابية المجسم .

١١ - ٢ . — زوال استقطاب الضوء المنتثر بمائع :

أ) لنعد الى ملاحظة الضوء المنتثر في تجربة الشكل ١١ — ١ ، ولنسع الى حساب الشدتين I و i . ففي سبيل ذلك ، سوف نعين اولاً مركبات العزم المحرّض بالحقل E_z في جزيء ما ، بافتراض أن هذا الجزيء وحيد المحور ضوئياً وذلك لتبسيط الصيغ .

ليكن OZ المحور الضوئي للجزيء ، ولتكن θ الزاوية الثلاثية للمشاهدة

(الشكل ١١ - ٣) . لما كان محورا الجزيء OX و OY أيّ محورَيْن متعامدين في المستوي العمودي على OZ ، فإنه يمكن اختيار OY وفق تقاطع هذا المستوي مع مستوي المشاهدة xOy . فيكون لدينا إذن : $\widehat{zOX} = \frac{\pi}{2} - \theta$. وبالاضافة الى هذا نضع $\varphi = \widehat{yOY}$. فتكون مركبات الحقل E_z وفق محاور الجزيء الاصلية مساوية :



الشكل ١١ - ٣ ، حالة جزيء وحيد المحور ضوئيا

$$E_Y = E_z \cos(\widehat{zOY}) = 0, \qquad E_X = E_z \cos(\widehat{zOX}) = E \sin\theta$$
$$E_Z = E_z \cos(\widehat{zOZ}) = E \cos\theta$$

وتكون مركبات العزم p ، المحرض في الجزيء ، وفق تلك المحاور نفسها مساوية :

$$p_Y = 0, \qquad p_X = \alpha_X E \sin\theta, \qquad p_Z = \alpha_Z E \cos\theta$$

ووفقاً لما رأينا في الفقرة ١٠ - ٣ ب ، فان الاشعاع الذي يصدره الجزيء في منحى المشاهدة Oy ناجم عن المركبتين p_x و p_z للعزم p . ويكون لدينا :

$$p_x = p_X \cos(\widehat{XOx}) + p_Z \cos(\widehat{ZOx}) = (-\alpha_X \sin\theta \cos\theta \cos\varphi + \alpha_Z \cos\theta \sin\theta \cos\varphi)\, E$$

$$p_z = p_X \cos(\widehat{XOz}) + p_Z \cos(\widehat{ZOz}) = (\alpha_X \sin^2\theta + \alpha_Z \cos^2\theta)\, E$$

ويمكن أن تعطى العلاقات الاخيرة صيغة مختلفة ، وذلك بادخال المقادير التالية :

$$\alpha = \frac{\alpha_Z + 2\,\alpha_X}{3} \qquad [١١،٣]$$

$$\delta = \alpha_Z - \alpha_X \qquad [١١،٤]$$

حيث α هي **الاستقطابية الوسطية** للجزيء ؛ وحيث δ : قياس **لعدم تماثل المناحي الضوئي** فيه [١] . فاذا افترضنا هذا ولاحظنا أن $\alpha_X = \alpha - \frac{\alpha_Z - \alpha_X}{3}$،
نجد :

$$p_x = \delta \sin\theta \cos\theta \cos\varphi\, E$$

$$p_z = \left[(\alpha_Z - \alpha_X)\cos^2\theta + \alpha_X\right] E = \left[\alpha + \delta\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)\right] E$$

وينعدم p_x ، كما ينبغي له ان يكون ، عندما يكون الجزيء متماثل المناحي $(\delta = 0)$.

وفي وسط كالغاز الكامل ، حيث يكون للجزيئات توجيه لا نظام فيه تكون الشدة المنتثرة I بواحدة الحجم التي تحتوي على N جزيئاً ، متناسبة مع $N\overline{p_z^2}$ ، حيث يدل $\overline{p_z^2}$ على القيمة الوسطية لمربعات مرتسمات العزوم الجزيئية على Oz ؛ وبالمثل تكون الشدة i متناسبة مع $N\overline{p_x^2}$.

إن فوضى التوجيه تعني (الجزء الرابع ، ٤ - ١٢) أن dN وهو عدد الجزيئات التي يقع محورها OZ ضمن الزاوية المجسمة $d\Omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta$ ، يتناسب مع هذه الزاوية ، أي يساوي $A d\Omega$. أما الزاوية φ فلا دخل لها ، لأنه يمكن ان تكون لها اي قيمة دون ان يتغير العزم المحرّض ، وذلك نتيجة

---

(١) من أجل الجزيئات التي تكون فيها الاستقطابيات الاصلية الثلاث غير متساوية، تحل مكان العبارتين [١١ ، ٣] و [١١ ، ٤] العبارتان التاليتان :

$$\alpha = \frac{\alpha_X + \alpha_Y + \alpha_Z}{3} \qquad \delta^2 = \frac{(\alpha_X - \alpha_Y)^2 + (\alpha_Y - \alpha_Z)^2 + (\alpha_Z - \alpha_X)^2}{2}$$

وهما تؤولان الى العبارتين السابقتين عندما $\alpha_X = \alpha_Y$. ومن اجل $\alpha_X = \alpha_Y = \alpha_Z$ يكون : $\alpha = \alpha_Z$ و $\delta = 0$.

لتكافؤ المحورين OX و OY . وتحسب الكمية $\overline{p_z^2}$ من الصيغـــة [٢٠٩] في الجزء الثاني :

$$\overline{p_z^2} = \frac{\int p_z^2 \mathrm{d}N}{\int \mathrm{d}N} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\alpha + \delta \left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)\right]^2 E^2 . 2\pi A \sin\theta \, \mathrm{d}\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi A \sin\theta \, \mathrm{d}\theta}$$

ويعطى الحساب (١) :

$$\overline{p_z^2} = \left(\alpha^2 + \frac{4}{45}\delta^2\right) E^2$$

وبالمثل :

$$\overline{p_x^2} = \frac{\delta^2}{15} E^2$$

وينتج من هذا أن قيمة عامل زوال الاستقطاب

$$\rho = \frac{i}{I} = \frac{\overline{p_x^2}}{\overline{p_z^2}} = \frac{3\delta^2}{45\alpha^2 + 4\delta^2}$$

وتصح هـــذه الصيغة من أجل $E = E_z$. وعندما $E = E_y$ ، يلاحظ أن الحقل يكون حينئذ موجهاً بالنسبة الى المحورين Ox و Oz توجيه E_z ، في الحالة السابقة ، بالنسبة الى المحور Ox . ويكون لدينا :

$$\rho = 1 \quad ، \quad \overline{p_x^2} = \overline{p_z^2} = \frac{\delta^2}{15} E^2$$

لنضيء الآن بضوء طبيعي : ان هـذا الضوء يمكن أن يُعد مؤلفاً جملة من

---

(١) ان الزاوية θ في التكامل السابق لا تتغير الا ما بين الصفر و $\frac{\pi}{2}$ ، وذلك بموجب الملاحظة الواردة في نهاية الفقرة ١١ – ١ .

اهتزازتين E_z و E_y متساويتين شدة وغير مترابطتين . فالشدات المنتثرة التي تولدانها ينضاف بعضها الى بعض . ويكون لدينا :

$$\rho_n = \frac{2\,i}{I + i} = \frac{6\,\delta^2}{45\,\alpha^2 + 7\,\delta^2} \qquad [١١،٥]$$

ويتم قياس ρ أو ρ_n كما رأينا في الفقرة ٧ ـ ٧ . وقد وجد ما يلي :

الغاز	A	C Cl$_4$	H Cl	N H$_3$	O$_2$	CO$_2$	CS$_2$
ρ_n	0,005	0,005	0,01	0,01	0,065	0,10	0,12
α_z/α_x	~1	~1	1,3	0,75	1,95	2,3	2,5

ب) ان عدم تماثل المناحي في الجزيئات يؤدي الى تعديل الصيغة [١٠،١٧] التي تعطي نسبة الانتثار $\mathcal{R}$.ولما كانت الاستنارة $\mathcal{E}$ تتم بالضوء الطبيعي، فان الشدة J_{90} تساوي مجموع الشدتين $I + i$ و $2\,i$ المعرفتين اعلاه . ومربع استقطـــابية الجزيئات α^2 ، الذي يدخل في الصيغة [١٠،١٧] حيث يعين الشدة J ، ينبغي ان يعوض عنه بالمقـــدار $\frac{7\,\delta^2}{45} + \alpha^2$ من اجل الشدة $I + i$ وبالمقدار $\frac{2\,\delta^2}{15}$ من اجل الشدة $2\,i$. ومنه ينتج :

$$\mathcal{R} = \frac{N\,\pi^2}{2\,\varepsilon_0^2\,\lambda^4}\left(\alpha^2 + \frac{7\,\delta^2}{45} + \frac{2\,\delta^2}{15}\right) = \frac{N\,\pi^2}{2\,\varepsilon_0^2\,\lambda^4}\,\alpha^2\left(1 + \frac{13}{45}\,\frac{\delta^2}{\alpha^2}\right)$$

ويعبر المضروب ما بين القوسين عن التصحيح الذي ينبغي ان يطرأ على قيمة $\mathcal{R}$ عندما يؤخذ بعين الاعتبار عدم تماثل المناحي الجزيئي. واذا اعتبرت قيمة ρ في [١١،٥]، فانه يمكن كتابة ما يلي :

$$1 + \frac{13}{45}\,\frac{\delta^2}{\alpha^2} = \frac{6\,(1 + \rho)}{6 - 7\,\rho}$$

ان الاستقطابية الوسطية α هي التي تدخل في الصيغة [١٠،١٩] التي تعطي قرينة الانكسار ، بحيث يمكن ان نكتب ، كما في [١٠،٢١] :

$$\mathcal{R} = \frac{\pi^2}{2\,N\lambda^4}\,(n^2 - 1)^2\,\frac{6\,(1 + \rho)}{6 - 7\,\rho} \qquad [١١،٦]$$

وينتج من هذا ان $\mathcal{R}$ و $(n^2 - 1)^2$ لا يعودان متناسبين تماما . وينبغي استعمال

الصيغة [١١،٦] عندما نسعى لتعيين عدد آفوغادرو تعيينا دقيقا . ويدخل التصحيح نفسه في حساب الامتصاص بواسطة الصيغة [١٠،٢٣] .

وسنعود الى تعيين الاستقطابيات الاصلية في الفقرة ١١ - ١٧ .

١١ - ٣ . — منشأ عدم تماثل المناحي الضوئي في الجزيئات .

أ) ان قيم عامل زوال الاستقطاب ρ الضئيلة جداً في حالة الغازات ذات الجزيئات الوحيدة الذرة (كالأرغون وبخار الزئبق) تدل على ان الذرات الحرة متماثلة المناحي بشكل ظاهر (من وجهة النظر الضوئية) .

وقد أدى ذلك الى أن ُينسب تماثل المناحي الضوئي الذي يشاهد في غالبية الجزيئات - باستثناء تلك التي تتمتع بتناظر عـالٍ (CH_4 ، CCl_4) - الى الافعال المتبادلة في الذرات . وقد اوضح زلبرشتين Silberstein هـذه الفكرة بواسطة نموذج لا شك أنه بعيد جداً عن ان يمثل تعقيد التفاعلات الذرية ولكنه مع ذلك يسمح بتفسير عددٍ من الحقائق .

لنتأمل جزيئاً ثنائي الذرة واقعاً في حقل كهربائي E ، الشكل ١١ — ٤). ففي كل من الذرتين يحرض الحقل ثنـائي الاقطاب نسميه « أولياً » ويمثل قطبيه بسهمٍ طويل . ويكون ثنائيا الاقطاب متوازيين فيما بينهما ويولد كلٌ منهما حقـلاً كهربائياً يحرض في الذرة المجاورة ثنـائي أقطاب « ثانوي » (ممثلاً في الشكل بسهم قصير)، يتركب مع ثنائي الاقطاب الاولي

الشكل ١١ – ٤ – منشأ عدم تماثل المناحي الضوئي في الجزيئات

ويبين الشكل ١١-٤ a أنه اذا كان الحقل E موازياً لمحور الجزيء، كان لثنائيات الاقطاب ، الثانويين والاوليين اتجاه واحد(الجزء السادس ، الشكل ٢-٢٨)،

بينما اذا كان الحقل E عمودياً على محور الجزيء (الشكل ١١-٤ b) ، فإن ثنائي الاقطاب الثانوي يكون موازياً ومعاكساً لثنائي الاقطاب الاولي . وفي كلتا الحالتين يكون الاستقطاب الاولي هو نفسه ، وفقاً لفرضية تماثل المناحي في الذرات ؛ ولكنه في الحالة الاولى يزداد نتيجة للافعال المتبادلة في الذرات ، بينما تسبب هذه الافعال نقصانه في الحالة الثانية . وتكون استقطابية الجزيء غير متماثلة المناحي : فهي ، وفق المحور ، أكبر من مجموع استقطابيتي الذرتين كلاً على حدة وأصغر من هذا المجموع عمودياً على المحور .

ب) ويمكن بالحساب توضيح الافكار السابقة. لنجعل محاكمتنا ، بغية التبسيط، تتناول جزيئاً مكوناً من ذرتين متماثلتين نرقمها 1 و 2 وتفصل بينهما مسافة r . ففي حالة الشكل ١١ - ٤ a ، يكون الحقل الذي يولده ثنائي الاقطاب الذري P_1 في مركز الذرة P_2 مساوياً $\frac{2P_1}{r^3}$. ويكون لدينا :

$$p_2 = \alpha\left(E + \frac{2p_1}{r^3}\right)$$

وبالمثل :

$$p_1 = \alpha\left(E + \frac{2p_2}{r^3}\right)$$

ومنه :

$$p_1 = \alpha\left[E + \frac{2\alpha}{r^3}\left(E + \frac{2p_1}{r^3}\right)\right] \qquad [١١،٧]$$

فيكون عزم ثنائي الاقطاب الجزيئي عندما يكون الحقل موازياً لمحور الجزيء مساوياً إذن :

$$p_{\parallel} = p_1 + p_2 = 2p_1 = \frac{2\alpha\left(1 + \frac{2\alpha}{r^3}\right)}{1 - \frac{4\alpha^2}{r^6}} E = \frac{2\alpha}{1 - \frac{2\alpha}{r^3}} E$$

وفي حالة الشكل ١١ - ٤ b ، يكون الحقل الذي تؤثر به الذرة 1 في مكان الذرة 2 مساوياً $\frac{p_1}{r^3}$ ؛ ومنه :

$$p'_2 = \alpha \left(E - \frac{p_1}{r^3} \right) \qquad p'_1 = \alpha \left(E - \frac{p_2}{r^3} \right)$$

$$p'_1 = \alpha \left[E - \frac{\alpha}{r^3} \left(E - \frac{p'_1}{r^3} \right) \right]$$

فيكون عزم ثنائي الاقطاب الجزيئي عندما يكون الحقل عمودياً على منحى الذرتين مساوياً :

$$p_\perp = p'_1 + p'_2 = 2\, p_1 = \frac{2\,\alpha \left(1 - \frac{\alpha}{r^3}\right)}{1 - \frac{\alpha^3}{r^6}}\, E = \frac{2\,\alpha}{1 + \frac{\alpha}{r^3}}\, E$$

ويرى مثلما سبق أن ذكرنا أن :

$$\alpha_{\parallel} = \frac{2\,\alpha}{1 - \frac{2\alpha}{r^3}} > 2\,\alpha$$

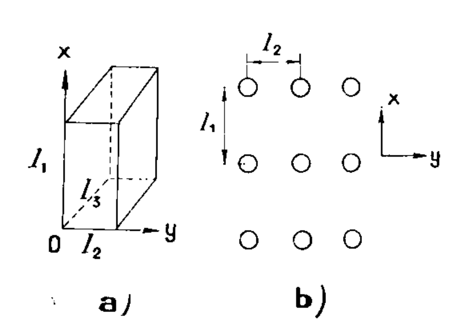
$$\alpha_\perp = \frac{2\,\alpha}{1 + \frac{\alpha}{r^3}} < 2\,\alpha$$

١١ ـ ٤ . ـــ القرائن الاصلية للبلورات :

إن التفاعلات المتبادلة بين الذرات تمكن من تفسير الانكسار المضاعف البلوري (الجزء الرابع ، ١١ ـ ١) ، بل إنها تمكن أحياناً من حساب هذا الانكسار بدقة لا بأس بها .

أ) فلنجعل محاكمتنا تتناول أولاً نموذجاً خيالياً لبلورة معينة مستقيمة مؤلفة من ذرات متشابهة ومتماثلة المناحي ، واقعة عند عقد شبكة تؤلف خيطتها متوازي مستطيلات (الجزء الثاني ، ١٣ ـ ٧) ، حيث الانتقالات العنصرية هي l_1 و l_2 و l_3 (الشكل ١١ ـ ٥ a) .

ونحصل على القرائن الاصلية (الجزء الرابع ، ١١ — ١١) باعتبار العزوم المحرضة بحقل كهربائي موجه على التعاقب وفق المحاور Ox و Oy و Oz . ويمكن للموجة المستوية التي تحمل الحقل ، E_z مثلاً ، أن تنتشر في أي منحىً من المستوي xOy ، وبخاصة وفق Ox و Oy . لنتأمل ما يحدث في مستوٍ شبكي موازٍ للمستوي xOy

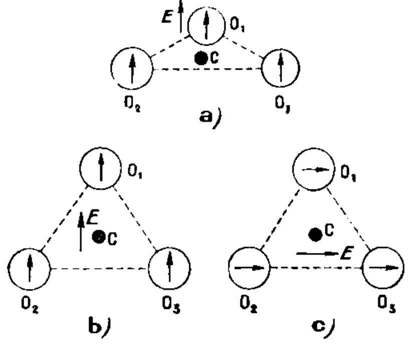


الشكل ١١ — ٥ . . نموذج تخطيطي مبسط لبلورة معينية مستقيمة

(الشكل ١١ —٥ b) نتيجة للفرق بين الدورين l_1 و l_3 وفق Ox و Oy ، يبدو أنه ينبغي اعتبار قرينتين أصليتين للانكسار ، تبعاً لكون الاهتزازة E_z تنتشر وفق Ox أو Oy ولتكن هاتان القرينتان n_{zx} و n_{zy} . فيكون هناك جملةٌ ست قرائن أصلية . ولكن عندما يحافظ E على منحاه E_z ، فإن ثنائيات الاقطاب الاولية المحرضة في كل الذرات تكون هي نفسها ، كيفما كان منحى الانتشار. فالفرق بين n_{zx} و n_{zy} ، عندما يكون مستوى الموجة موازياً الى zOy في الحالة الاولى و الى zOx في الحالة الثانية ، يتأتى اذن فقط من أن بين ثنائيات الاقطاب الاولية المتلاصقة فرقاً في الطور وفق Ox و Oy على الترتيب ، ومن أن المسافات ما بينها في هذين المنحنيين ليست واحدة . ولكن الفرق في الطور هذا صغير جداً لأن الانتقالات l أصغر بمئات المرات من الاطوال الموجية للضوء المرئي. ويستلزم ذلك إذن ان تكون الفروق بين القرائن : $n_{zx} - n_{zy}$ ، $n_{xy} - n_{xz}$ ، $n_{yz} - n_{yx}$ ضئيلة جداً. ومن أساسٍ من هذا تفسر نتيجة تجربة (الجزء الرابع، ١١ — ١٠ و ١١ — ١١) من حيث ان قرائن الانكسار في بلورةٍ ما لا تتوقف على منحى الانتشار بل على منحى الاهتزازة فقط .

وعلى العكس، اذا كانت الموجات تنتشر في منحى أصلي Oz مثلاً ، وكان للحقل E أحد المنحيين Ox او Oy ، فانه يتبين من الشكل ١١ - ٥ أن الاختلاف بين المسافتين l_1 و l_2 يمكن نظرية زِلبرشتين من تفسير كون الاستقطابيتين وبالتالي القرينتين n_x و n_y مختلفتين ، حتى ولو افترض أن الذرات متماثلة المناحي .

ب) ان نظرية زِلبرشتين مكنت من حساب مرتبة كبر القرائن الاصلية والانكسار المضاعف في بلورات الكالسيت Calcite . إن هذه البلورات (الشكل ١٣-٤٤ في الجزء الثاني) تتكوّن من ايونات Ca^{++} وايونات CO_3^{--} ، وتتجمع الذرات O عند رؤوس مثلثٍ متساوي الاضلاع تقع ذرة الفحم في مركزه (الشكل ١١ - ٦) . وتدل قواعد جمعية الانكسارات (الفقرة ٩ - ١١) ، على ان استقطابية الذرات O اكبر بشكل واضح من استقطابية الذرات C و Ca ؛ لذلك نقتصر على اعتبار استقطاب الذرات O بافتراض أنها متماثلة المناحي .



الشكل ١١-٦ . استقطاب ايونات CO_3 في الكلسيت : a) ، E يوازي المحور الثلاثي ، b و c) ، E عمودي على المحور الثلاثي .

وعندما يكون الحقل الكهربائي موازياً للمحور الثلاثي (الشكل ١١-٦ a) فان الحقل الذي يولده ثنائيا الاقطاب الاوليان لذرتين من الذرات O في موضع الذرة الثالثة يؤدي الى توليد ثنائي أقطاب ثانوي يعاكس ثنائي الاقطاب الاولي. وتكون استقطابية المجموعة أقل من استقطابية الذرات الثلاث O كلٍ على حدة. وفي هذه الحالة ، تكون القرينة هي القرينة الشاذة الاصلية (الجزء الرابع ، ١١ - ٣) $n_e = 1,486$ من أجل الخط الطيفي D .

وعندما يكون E عمودياً على المحور الثلاثي، أي عندما يكون موجهاً مثلاً كما هو مبين في الشكل ١١-٦ b ، فإن حقل الذرتين O_2 و O_3 ينضاف الى E على الذرة O_1 ؛ ويحدث مثل ذلك لحقل O_1 عند O_2 و O_3 ؛ وتُنقص الافعال المتبادلة لـ O_2 و O_3 كثيراً من فعل E ، ولكن يمكن أن يُرى في الجملة ، أن استقطابية الشاردة CO_3^{--} تفوق استقطابية مجموعة الذرات الثلاث . ونحصل على نتيجة مماثلة عندمـــا يكون توجيه E كما هو مبين في الشكل ١١ - ٦ c . وتكون قرينـة البلورة من أجل الاهتزازات العمودية على المحور هي القرينـة العادية $n_0 = 1{,}65\ 8$ من أجل الخط الطيفي D .

١١ - ٥ .ـــ العلاقات بين الخواص الضوئية للبلورات وبين بنيتها ،

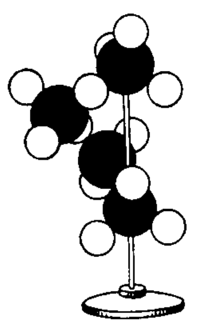
أ) ان الاعتبارات السابقة تمكن من فهم اشارة ومرتبة كبر الانكسار المضاعف لعدد كبير من البلورات التي عُرفت بنيتها، وتمكن بالمقابل من استعمال قياسات الانكسار المضاعف للتنبؤ أحياناً ببعض ملامح بنيتها . ويمكن أن ننص على القواعد التالية :

١° البلورات المكونة من أيونات بسيطة أو من أيونات مركبة متناظرة تناظراً كبيراً (SiO_4^{--} ، SO_4^{--}) والتي مايحيط بها متماثل المناحي تقريباً ، هي بلورات ذات انكسار مضاعف ضئيل ، والمثال على ذلك (من أجـل الخط D) :

$Ba\ SO_4$	$n_g = 1{,}648$	$n_m = 1{,}637$	$n_v = 1{,}636$
أباتيت $Ca_5\ F(PO_4)^3$		$n_0 = 1{,}635$	$n_e = 1{,}632$

والامر كذلك من أجل البلورات ذات الرابطة المشتركة (الجزء الثاني ، ١٣ - ١٠) التي تتمتع ، مثل الكوارتز ، بشبكة ذات ثلاثة أبعاد عدم تماثل

المناحي فيها ضئيل ومكونة من تسلسلات زمر مثل SiO_2 الشكل ١١–٧) :



الشكل ١١–٧
بنية الكوارتز

من أجل الكوارتز $n_e = 1{,}553$

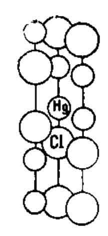
$n_0 = 1{,}544$

من أجل الجليد $n_e = 1{,}3062$

$n_0 = 1{,}3049$

(الشكل ١٤–٥ في الجزء الثاني) ،

٢° البلورات المكونة من أيونات أو من ذرات منضدة في طبقات متوازية هي بلورات ذات انكسار مضاعف شديد وتكون القرينة اصغر مـا يكون عموديا على مستوى الطبقات . مثال : CdI_2 (الشكل ١١–٨) .



الشكل ١١ - ٩ . - بنية
$Hg_2\,Cl_2$

الشكل ١١ - ٨ . - بنية
$Cd\,I_2$

ويحدث مثل هذا الامر في البلورات الأيونية التي تكون مستويات أيوناتهـا المركبة (NO_3 ، CO_3) متوازية فيما بينهـا (مثال : الكلسيت ، $NaNO_3$: $n_0 = 1{,}585$ $n_e = 1{,}335$) ، او في البلورات التي تحتوي على جزيئات دورية متوازية(مثال، سداسي ميتيل البنزين، Hexaméthylbenzène ، الشكل ١٣–٢٢ في الجزء الثاني ، الذي تساوي قرينته $n_p = 1{,}50$ عمودياً على مستوي الجزيئات ، و $n_m = 1{,}75$ و $n_g = 1{,}80$ في مستويها) .

٣° البلورات المكونة من سلاسل من الذرات الموازية كلها الى منحى معين أو من أيونات خطية متوازية فيما بينها ، هي بلورات ذات قرينة كبيرة في هـذا المنحى . مثلاً الكالوميل ، Calomel Hg_2Cl_2 ؛ $n_e = 2{,}65$ و $n_0 = 1{,}97$ (الشكل ١١ - ٩) paraazoxyanisol ، بارا آزوكسيانيزول $n_g = 2{,}20$ في منحى الجزيئات و $n_m = 1{,}57$ و $n_v = 1{,}56$ في المنحيين العموديين .

ب) ويمكن تعميم الصيغة [١١،٧] بالشكل التالي :

$$p_i = \alpha \left[E + \Sigma_j \, \alpha_{ij} \, p_j \right] \qquad [١١،٨]$$

حيث يمثل p_i العزم المحرّض في الذرة التي رقم رتبتها i ، باعتبار الحقل المؤثر مركباً من حقل الموجة E ومن الحقل الناجم عن الذرات المحيطة ، وباعتبار العوامل a_{ij} تتوقف على المسافة بين الذرة ذات الرقم j والذرة المعتبرة وعلى الوضع النسبي لهما . وعلى هـذا النحو حسبت قرائن الكلسيت الاصلية بحيث لم تؤخذ بعين الاعتبار الا استقطابية ذرات الاكسجين وإلا الافعال التي تؤثر بها على إحدى هذه الذرات الذرتان الاخريان الخاصتان بالايون نفسه CO_3^{--}، وهكذا تم الحصول على $n_e = 1{,}468$ و $n_0 = 1{,}676$. ويمكن تحسين الاتفاق مع التجربة بجعل الصيغة [١١،٨] تشمل أفعال أكبر عدد من الذرات .

إن أمثال لورنتز (الفقرة ٩ - ٦) ليست لها القيمة $\frac{P}{3\varepsilon_0}$ بل عبارة أشد تعقيداً في بلورة ما . ويمكن حسابها انطلاقاً من [١١،٨] .

١١ - ٦. — السوائل غير متماثلة المناحي :

أ) إن بعض المركبات العضوية المتبلورة عندما تسخن ، يطرأ عليها تحول يجعلها مائعة في درجة حرارة معينة . ومع ذلك فإن المائع الذي نحصل عليه بهذه الطريقة يكون غير متماثل المناحي ولا يصبح سائلاً عادياً متماثل المناحي الا

عقب تحول جديد يتم عند درجة حرارة أعلى ومحددة تمام التحديد .

فمثلاً ، تنصهر بلورات بارا آزو كسيانيزول في الدرجة ١١٦°م الى سائل عكر يتحول في الدرجة ١٣٤°م الى سائل رائق متماثل المناحي .

- ٥ - اذا فحصت بالمجهر المقطب وفي الضوء المتقارب (الجزء الرابع ، ٢٠ - ١٠) ، طبقة من بارا آزو كسيانيزول ثخنها زهاء ١و٠ مم ، مصهورة وكائنة بين صفيحتين زجاجيتين ومحفوظة في درجة حرارة تقارب ١٢٠°م ، فانه يشاهد صليب مظلم وحلقات شبيهة بالحلقات التي تعطيها صفيحة بلورية وحيدة المحور عمودية على محورها وموجبة (الجزء الرابع ، ١٤ - ٩) . ولكن صورة التداخل هذه تختفي فوق الدرجة ١٣٤°م ويستتب الانطفاء مثل استتبابه في حالة سائل عادي .

وقد بينا في الجزء الثاني ، الفقرة ١٤- ٧ ، تفسير هذه الظواهر : إن جزيئات بارا آزو كسيانيزول المتطاولة لا تكون بين الدرجتين ١١٦°م و ١٣٤م مرتبة الترتيب المنتظم الذي نجده في البلورة ولكن لها مع ذلك توجيهاً مفضلاً . فهي قادرة على القيام بحركات انتقال ودوران حول محورها الكبير ، مما يسمح بميوعة الوسط ؛ ولكن يؤثر بعضها في بعض بمزدوجات توجيه متبادل ، تعمل على جعل محاورها متوازية فيما بينها .

وفي التجربة السابقة نجد من جهة أخرى أن الجزيئات التي هي على تماس مع صفيحتي الزجاج اللتين تحصران المحضّر تتخذ اتجاهاً معيناً (الجزء الثاني ، ١٩ - ٢) بحيث تكون محاورهـا الكبيرة عمودية على الصفيحة . وتفرض هاتان الطبقتان توجيهما على الجزيئات المجاورة وينتقل التوجيه خلال ثخن المحضر من طبقة لأخرى .

- ٥ - ان مثل هذا المحضر اذا شوهد بالمجهر المقطب وفي الضوء المتوازي لا يظهر انطفاءً كلياً كما تفعل ذلك صفيحة بلورية عمودية على محورها ، ولكن يُرى

عدد كبير من البقع الصغيرة المظلمة او المضيئة تبدو وكأنها خلية نمل. ويعود هذا الامر الى ان المنحى الوسطي للمحاور الكبيرة في الجزيئات يضطرب نتيجة للحركة البراونية ؛ فتراوحات التوجيه (الجزء الثاني ، ١٢ – ٨) تجعل المحاور الجزيئية ، في مناطق صغيرة ، مائلة على الناظم على الصفيحة ويتجلى الانكسار المضاعف بعودة الضوء الى الظهور .

١١ – ٧ . — الانكسار المضاعف الناجم عن توزع العناصر متماثلة المناحي توزعاً غير متماثل المناحي :

– ٥– إن طبقة ثخنها يقارب المتر ، مكونة من حزمة خيوط زجاجية مستقيمة ودقيقة جداً تسلك سلوك صفيحة بلورية وحيدة المحور موجبة ، محورها يوازي منحى استطالة الخيوط . وتلاحظ هذه الظاهرة اذا غطست الخيوط في الماء ($n=1,35$) أو في بروم النفتالين ($n=1,66$) . ويختفي الانكسار المضاعف في زيت الارز ذي القرينة القريبة جداً من قرينة الزجاج .

– ٥– ان الطبقات الشفافة التي يتم الحصول عليها بتنضيد أغشية من مواد شفافة بعضها فوق بعض ، ثخاناتها كسر من طول الموجة وقرائنهـا عالية ومنخفضة بالتناوب (الجزء الرابع ، ١٦ – ٣ ، تتصف بأنها ذات انكسار مضاعف شديد في حالة الورود المائل . أما منحى محور البلورة المكافئة لها فهو المنحى الناظمي على الاغشية بسبب التناظر . والانكسار المضاعف فيها سالب (الجزء الرابع، ١١ – ٣) .

ب) تفسر الخواص الضوئية لهذه الاوساط غير المتجانسة بفضل النظرية الكهرطيسية ومعادلات الاجتياز من وسط كهرنافذ الى وسط كهرنافذ آخر (الجزء السابع ، الفصل التاسع) .

ليكن e_1 و e_2 الثخنين الكليين للوسطين المكونين لوسط نضيد ثخنه e . فيكون $e = e_1 + e_2$ أو :

$$1 = d_1 + d_2 \qquad [٩،١١]$$

وذلك بفرض $d_1 = \frac{e_1}{e}$ و $d_2 = \frac{e_2}{e}$. فاذا طبق حقل كهربائي E على الثخن e لهذا العازل المختلط ، فان الحقلين E_1 و E_2 في الوسطين المكونين يرتبطان مع E بالعلاقة التالية :

$$E = d_1 E_1 + d_2 E_2^{(1)} \qquad [١٠،١١]$$

وتستنتج هـــذه العلاقة بسهولة من الملاحظة الواردة في الفقرة ٥ - ٢ ج في الجزء السادس . ولما كان d_1 و d_2 يمثلان كذلك الحجمين الجزئيين للوسطين المكونين ، فانه تكون بين استقطابية الوسط P واستقطابيتي الوسطين المكونين له العلاقة التالية :

$$P = d_1P_1 + d_2P_2$$

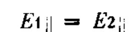
أو :

$$\varepsilon E = \varepsilon_1 E_1 d_1 + \varepsilon_2 E_2 d_2 \qquad [١١،١١]$$

حيث تشير الاحرف ε الى السماحيات . وينتج من [١٠،١١] و [١١،١١] :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{d_2 (\varepsilon - \varepsilon_1)}{d_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon)} \qquad [١٢،١١]$$

وعندما يكون الحقل E موازياً للسطوح الفاصلة بين وسطين (الشكل ١١ - ١٠) فانه يكون مستمراً (الجزء السابع ، ٩ - ٧) :



$$E_{1\parallel} = E_{2\parallel}$$

الشكل ١١ - ١٠.
وسط نضيد

وتعطي العلاقة [١٢،١١] :

$$\varepsilon_\parallel = \frac{\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2}{d_1 + d_2} = \varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2$$

---

(١) يبرهن على انه في حالة وسط مكون من طبقات أو اسطوانات متوازية ، تكون الحقول E و E_1 و E_2 منتظمة ومتوازية فيما بينها .

أو :

$$n_{\parallel}^2 = d_1\, n_1^2 + d_2\, n_2^2$$

وعندما يكون E عمودياً على السطوح الحدية ، فان من المعروف (الجزء السابع ، الصيغة [٩،٣٦]) ، أن :

$$\varepsilon_1\, E_{1\perp} = \varepsilon_2\, E_{2\perp}$$

ونستنتج من [١١،١٢] :

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{\varepsilon_1\ \varepsilon_2}{d_1\ \varepsilon_1 + d_2\ \varepsilon_2}$$

أو :

$$n_{\perp}^2 = \frac{n_1^2\ n_2^2}{d_1\, n_1^2 + d_2\, n_2^2}$$

فالوسط النضيد هو إذن ذو انكسار مضاعف ويكون لدينا :

$$n_{\perp}^2 - n_{\parallel}^2 = -\frac{d_1\ d_2\ \left(n_1^2 - n_2^2\right)^2}{d_1\ n_2^2 + d_2\ n_1^2} \qquad [١١،١٣]$$

ويُرى ان هذه العبارة سالبة دائما ، كما تدل التجربة على ذلك ؛ ويوافق منحى الناظم على الطبقات القرينة الصغرى .

ج) هناك مواد متعضية عديدة ذات انكسار مضاعف (جدران الخلايا ، حبات النشاء) . وهي تشبه في سلوكها التجمعات البلورية اكثر من أحاديات البلورات ، لأن توجيه الخطوط المعتدلة يختلف من مكان لآخر . اما منشأ هذا الانكسار المضاعف فينبغي البحث عنه في الذي سبق. فحبة النشاء مثلاً، ذات بنية منضودة ويمكن التحقق من ان احد الخطين المعتدلين يتجه في كل نقطة عمودياً على الطبقات (الشكل ١١ — ١١) .

الشكل ١١ — ١١
بنية منضودة لحبة النشاء

١١ ـ ٨ . ـ تبدد الانكسار المضاعف .

إن كلاً من قرائن الانكسار الاصلية لبلورة ما تتغير بتغير طول الموجة ، مثلما تتغير القرينة الوحيدة لوسط متماثل المناحي . والتغير ، بوجه عام ، ليس واحداً من أجل القرائن المختلفة ؛ ويتبع هذا ان الفرق بين القرينتين الاصليتين $n - n'$ لصفيحة بلورية لا يظل ثابتاً بوجه عام عندما يتغير طول الموجة : أي ان هناك **تبدداً للانكسار المضاعف** . ففي حالة البلورات الشفافة ، يزداد الفرق $n - n'$ بوجه عام من الاحمر الى البنفسجي . والجدول التالي يعطي قيم الفروق بين القرينة العادية والقرينة الشاذة الاصلية للكالسيت والكوارتز .

λ بالميكرون	0,20	0,30	0,40	0,589	0,90	1,09	2,05
الكالسيت $n_o - n_e$:	0,3264	0,208	0,1853	0,1719	0,1648	0,1622	0,1586
الكوارتز $n_e - n_o$:	0,0126	0,0102	0,0096	0,0091	0,0088	0,0087	0,0082

وهذه الظاهرة مضايقة لأنها لاتمكن من تحقيق صفائح ربع موجية وصفائح نصف موجية ، الخ ... وحيدة اللون بواسطة بلورة واحدة . وقد سعي الى تحقيق ذلك باستعمال صفيحتين بلوريتين اختير ثخنهما وتبديدهما اختياراً مناسباً ووضعت احداهما فوق الاخرى .

١١ ـ ٩ . ـ امتصاص البلورات . تعدد الالوان .

أ) ان تبدد كل من القرائن الاصلية يتوقف على الامتصاص ، مثلما يتوقف عليه تبدد قرينة وسط متماثل المناحي (الفقرة ٩ – ١) . فاذا كان هناك تبدد للانكسار المضاعف ، فذلك لاختلاف امتصاص الاهتزازتين الاصليتين .

- ٥- يجعل الضوء الصادر من قوس فحمية S (الشكل ١١ - ١٢) ، متوازياً ثم مستقطباً بواسطة النكول P ويسقط بعد ذلك ناظمياً على صفيحة بلورية ملائمة C تكون لها العدسة L خيالا على الحاجز E . ويمكن استعمال صفائح من بلورات $K_2 Cu Cl_4, 2H_2O$ (الزرقاء) الموازية لمحورها ، أو من بلورات $Co Cl_2, 6H_2O$ (الحمراء) العمودية على محورها الثنائي .

S P C L E

الشكل ١١-١٢ . تجربة على اختلاف امتصاص الاهتزازتين الاصليتين

١ْ إذا اعترض طريق الحزمة حاجز ملون يصدر بالاخص شعاعات تمتصها البلورة (حمراء من أجل ملح النحاس ، وزرقاء من أجل ملح الكوبالت) ، وادير المقطب بحيث تصبح الاهتزازة البارزة منه موازية لأحد خطيْ C المعتدلين ، فإنه تشاهد في كلتا الحالتين استنارتان مختلفتان تمام الاختلاف للخيالين على الحاجز E : فالاهتزازتان الاصليتان تمتصان امتصاصاً مختلفاً من قبل الصفيحة .

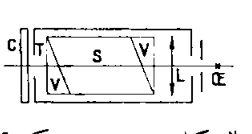
٢ْ لنستعمل الآن الضوء الابيض. فاذا كان امتصاص الاهتزازتين الاصليتين لا يختلف على نفس الشاكلة من أجل الشعاعات المختلفة ، فإنه تشاهد ألوان مختلفة من اجل توجيهين أصليين للمقطب P يختلفان بمقدار ٩٠° درجة. ان تنوع الالوان التي تشاهد في الشروط السابقة يسمى **تعدد الالوان** .

وهكذا فانه يشاهد لون أزرق أو اخضر ضارب الى الزرقة باستعمال بلورات $K_2 Cu Cl_4, 2H_2O$.

-٥ يمكن اظهار الفروق السابقة في الاستنارة او في اللون بصورة اكثر حساسية ، بأن يوضع مكان المقطب P موشور ولاستون Wollaston او صفيحة

من السبات ذات ثخن يكفي لأن تخترق البلورة حزمتان منفصلتان مستقطبتان في منحيين متعامدين . فاذا أديرت الصفيحة C في مستويهـــا ، فان استنارتي الخيالين او لونيهما يختلفان اكبر اختلاف عندما تكون الاهتزازتان المتعامدتان موازيتين لخطي C المعتدلين [١] .

وعلى أساس من هذا المبدأ صنعت **المكبرة الكاشفة لتعدد اللون** : وهي جملة مكونة من بلورة سبات S (الشكل ١١ -١٣) ، الصق بها موشوران زجاجيان V ، يكونان خيـــالين متجاورين للثقب المربع T ؛ وتمكن العدسة L ، التي تعمل عمل المكبرة، من مشاهدة هذين الخيالين اللذين يوافقان الحزمتين المنكسرتين في بلورة السبات واللتين تكون الاهتزازات فيهما متعامدة . وتوضع الصفيحة البلورية C أمام الثقب T وتُدار في مستويها للبحث عن الالوان التي توافق الاهتزازات الموازية الى مقطعيها الاصليين ، وهي دائمـاً الالوان التي يختلف بعضها عن بعض أكبر الاختلاف .



الشكل ١١-١٣ . مكبرة كاشفة لتعدد اللون

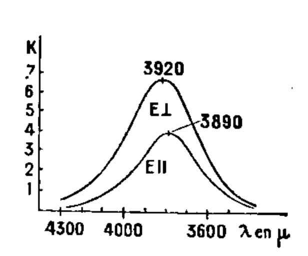
ب) إن دراسة طيف امتصاص البلورات في الضوء المستقطب تمكن من توضيح ما سبق . فالفروق بين الطيفين الاصليين يمكن أن يتجلى أحيانا في فرق بين شدتي الامتصاص دون أن يكون موضعا النهايتين العظميين مختلفين اختلافاً واضحاً (الشكل ١١ - ١٤) في هذه الحالات ، لا يشاهد ، في تجربة الشكل ١١ - ١٢ ، إلا تغير في الاستنارة دونما فروق في اللون [٢]. وفي بعض الاحيان

---

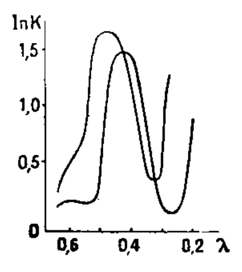
(١) يلاحظ في كل التجارب السابقة انه لم يستعمل الا مقطب واحد : ذلك لأن التغيرات في امتصاص البلورة تحدث تغيرات في شدة الضوء النافذ ، وهي تغيرات تحس بها العين ؛ في حين ان الانكسار المضاعف لا يحدث الا تغيرات في الطور ينبغي تحويلها الى تغيرات في الشدة ، وذلك بجعل الاهتزازات تتداخل بإمرارها من خلال محلل (الجزء الرابع ، ١٤ - ٣) .

(٢) ومع ذلك فانه يستمر في مثل هذه الحالة على القول بأن هناك تعدد الوان .

وعلى عكس ما سبق يكون للنهايتين العظميين للامتصاص طولان موجيان



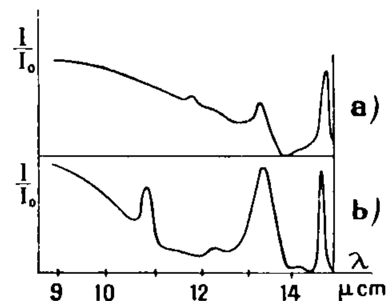
الشكل ١١ - ١٤ . طيف امتصاص $Ni\ SO_4,\ 6H_2O$ الرباعي



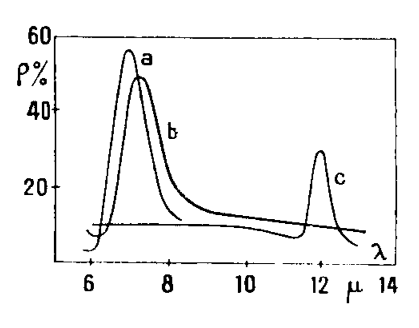
الشكل ١١ - ١٥ . المنحني الطيفي لامتصاص $K_2\ Pd\ Cl_4$

متباينان تماماً ، (الشكل ١١ - ١٥) ويتجلى تعدد الالوان بوضوح تام . هذا وإن تعدد الالوان لا يحدث في الطيف المرئي وما فوق البنفسجي فحسب ، بل يحدث ايضاً في طيف ما تحت الاحمر (الشكل ١١ - ١٦) .

ويمكن لطيف الانعكاس ، الذي يتعلق كما هو معروف بطيف الامتصاص الفقرة (٩-١٣) ، ان يُظهر ايضاً فروقاً هامة ، حسبما تكون الحزمة المنعكسة



الشكل ١١ - ١٦ - طيف امتصاص بلورة NH_4NO_3 المعينية المستقيمة فيما تحت الاحمر $a)\ E = Ex$ ؛ $b)\ E = Ez$.



الشكل ١١-١٧ . - طيف انعكاس كربونات الرصاص $Pb\ CO_3$ المعينية المستقيمة فيما تحت الاحمر . (تدل الحروف a و b و c على مناحي محاور إهليلج القرائن الجسم التي يوازيها المتجه الضوئي في كل من الاطياف الثلاثة) .

ناظمياً على البلورة مستقطبة استقطاباً موازياً للواحـــد أو الآخر من الخطين المعتدلين للسطح (الشكل ١١ – ١٧) .

ج) ان نظرية البلورات الماصة نظرية معقدة ، ولكنهـا تصبح بسيطة فيما اذا افترضت بعض الفرضيات المقبولة بتقريب أولي على الاقل . لنسلم بأن الامتصاص ضعيف ، ولنسلّم ، علاوة على ذلك ، بأن مستويات تناظر إهليلج القرائن المجسم ومحاور تناظره هي أيضاً مستويات تناظر ومحاور تناظر بالنسبة الى ظواهر الامتصاص .

في ظل هـذه الشروط ، يقابل كل اهتزازة منتشرة في البلورة امتصاصٌ معين . وتتوقف قيمة عامل الامتصاص K (الفقرة ١ – ٤) حينئذ على منحى الاهتزازة فقط .

وتقابل الاهتزازات الموجهة وفق المحاور الثلاثـة لاهليلج القرائن المجسم (الجزء الرابع ، ١١–١٠) ثلاث قيم لعامل الامتصاص K هي K_1 و K_2 و K_3: وتسمى **عوامل الامتصاص الاصلية** .

وعلى هـــذا يصبح من السهل إيجاد قيمة K من اجل اهتزازة ما . يعتبر الاهليلج المجسم الذي تتفق مناحي محاوره مـع مناحي محاور اهليلج القرائن المجسم والذي تساوي أنصاف محاوره :

$$\frac{1}{\sqrt{K_1}} \quad و \quad \frac{1}{\sqrt{K_2}} \quad و \quad \frac{1}{\sqrt{K_3}}$$

ومعادلته هي :

$$K_1x^2 + K_2y^2 + K_3z^2 = 1$$

فمن اجل اهتزازة معطاة ، يكون K مساوياً حينئذ مقلوب مربـع المتجه القطري (الشعاعي) المنشأ في الاهليلج المجسم موازياً لمنحى الاهتزازة .

اذا اقتُطع من البلورة مكعب تكون احرفه موازية لمحاور الاهليلج المجسم وشوهدت الالوان التي تعطيها الازواج الثلاثة لوجوه المكعب من أجل الاهتزازات الموازية للمقاطع الاصلية، فإنه تُرى ثلاثة ألوان مختلفة فقط ، توافق مناحي الاحرف الثلاثة : وهذه هي **الالوان الاصلية** . فمن أجل هدروكسيد الألمنيوم (diaspore) مثلاً ، تكون هذه الالوان على التوالي: الازرق والبنفسجي والاصفر . وتقابلها **أطياف أصلية** مختلفة .

وإذا نُظر الى المكعب مباشرة ، دون نكول ، عمودياً على الازواج الثلاثة لوجوهه ، فإنه تُرى ثلاثة ألوان مختلفة ناتجة عن الالوان الاصلية مركبة اثنين اثنين .

وفي الحالة العامة ، وهي حالة البلورات الثنائية المحور ، حيث تكون هناك ثلاثة ألوان مختلفة ، يقال إن هناك **تلوانية ثلاثية** . أما البلورة الاحادية المحور فليس لها الا معاملا امتصاص أصليان مختلفان وإلا لونان أصليان أيضاً : اللون الاصلي العادي العائد للاهتزازة العمودية على المحور الضوئي ، واللون الاصلي الشاذ العائد للاهتزازة الموازية للمحور الضوئي : فهناك اذن **تلوانية ثنائية** .

إن لبعض بلورات الاملاح الترابية النادرة أطياف إصدار وامتصاص خطية تتمتع بتلوانية متعددة بارزة جـــداً ويمكن ان تختفي هذه الاطياف الخطية اختفاء تاماً في واحد أو اثنين من الاطياف الرئيسية . وتمكن دراسة التلوانيات المتعددة لهذه الاطياف الخطية أحياناً من تعيين طبيعة إشعاع ثنائي الاقطاب ، الكهربائي او المغناطيسي (الفقرة ١ — ٦) العائد إليها .

لنعتبر مثلا خطي امتصاص ملح من املاح الاوروبيوم الذي يمثله الشكل ١١-١٨ (اللوحة السادسة) ولنعد الى الشكلين ١-٢ و ١-٣ لمتابعة المحاكمة . ان الخط I لايظهر في الطيفين a) و b) : وهذا يدل على ان ثنائي الاقطاب المقابل يهتز وفق المنحي Oz لانتشار الموجة، دون التمكن من معرفة ما اذا كان كهربائياً أو مغناطيسياً . لنعط الموجة المنحى Ox منحى للانتشار : فالخط I لايظهر الا عندما يكون المتجه E موجهاً وفق Oy

والمتجه H بالتالي وفق Oz (الطيف c) : فيكون الخط I عائداً لاشعاع مغناطيسي . ويظهر الخط II في الطيف a أشد بكثير من ظهوره في الطيف b : ويستنتج من ذلك ان ثنائي الاقطاب كهربائي ومواز تقريباً للمنحنى Ox أو مغناطيسي ومتجه تقريباً وفق Oy . ويظهر الخط II في الطيف d) ولا يظهر في الطيف c) مما يثبت انه ثنائي أقطاب مغناطيسي . وعلى القارىء ان يتحقق من ان الخط III يعود الى ثنائي أقطاب كهربائي مواز للمنحى Oz .

ب . الانكسار المضاعف الصنعي

١١ - ١٠ . — وجوده :

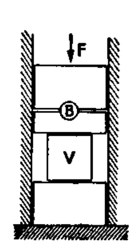
هناك عـدد من المواد المتماثلة المناحي ، الجامدة (زجاج معدني وعضوي ، بلورات مكعبية) والمائعة يمكن جعلها غير متماثلة المناحي عندما تخضع لأفعال ملائمة ، ويتجلى عدم تماثل المناحي خاصة بالانكسار المضاعف .

إن التجربة وحدها كفيلة بكشف الاسباب القادرة على خلق عدم تماثل المناحي . ولكن ينبغي ان تخضع الافعال غير المتماثلة المناحيالى قوانين التناظر (الجزء الاول ٧ — ١٣) . ان تمثيل الخواص الضوئية لبلورة احـادية المحور بسطح دليلي ، هو اهليلج مجسم دوراني (الجزء الرابع ١١ - ١٠) يدل على ان منحى المحور يتميز عن أي من المناحي المتعامدة المتعادلة فيما بينهـا . فالسطح الدليلي يصبـح كرة في وسط متماثل المناحي . واذا طبق على هـذا الوسط فعل يتمتع بمنحى مفضل ، فليس من المخالف للتناظر أن يصبـح الوسط شبيهاً ببلورة أحادية المحور .

ونجد عملياً أن من بين هذه الافعال : السحب أو الضغط الناجمين عن مجموعة قوتين متعاكستين (الجزء الاول ٣-٨) ، وحقل المتجهات القطبية (السرعة ،

الحقل الكهربائي) أو المحورية (الحقل المغناطيسي)[١].

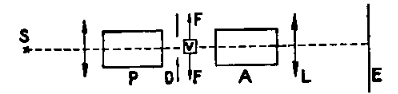
١١ - ١١ . الانكسار المضاعف في الجوامد الناجم عن الضغط أو السحب :



الشكل ١١-١٩ جهاز لضغط المكعب V ضغطاً منتظما .

أ) يوضع مكعب زجاجي متماثل المناحي V على مسند أفقي ويضغط شاقولياً ضغطاً منتظماً قدر الامكان بواسطة الجهاز المبين في الشكل ١١ - ٩ (B هي كرة فولاذية موضوعة في تجويفين نصف كرويين محفورين في سطحين من الفولاذ القاسي يتحركان ضمن دليلين وينبغي أن يكون سطحا الزجاج والفولاذ المتماسان أملسين تماماً) .

يوضع المكعب بين مقطب P (الشكل ١١ - ٢٠) ومحلل A متعامدين ، يميل محوراهما الاصليان بـ ٤٥° على الشاقول ، وتخترقهما حزمة من الضوء الابيض . وتكوّن العدسة L من الحاجز E خيالاً



الشكل ١١ - ٢٠ دراسة الانكسار المراعف بالضغط

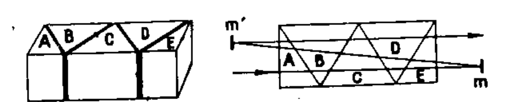
للحظار D . فالضغط على المكعب V يعيد الضوء الى الظهور في هذا الخيال .

ـ ٥ ـ تجعل حزمة من الاشعة المتوازية تخترق جملة مواشير زجاجية لصقت بحيث

---

(١) ان كل هذه الافعال اذا طبقت على بلورات مكعبية، وهي بلورات متماثلة المناحي ضوئيا ، فانها تجعلها ذات انكسار مضاعف . وعندما تطبق على بلورات أحادية المحور او ثنائيته ، فانها تعدل من انكسارها المضاعف الطبيعي بطريقة معقدة تعقيداً يختلف باختلاف اتجاه الضغط او الحقل بالنسبة الى المناحي الاصلية للبلورة . ولن نعتبر هذه الظواهر في كل ما يلي .

تكوّن صفيحة متوازية الوجهين (الشكل ١١–٢١) . ويضغط الموشوران B و D ، الناتئان قليلاً ، وحدهما ضغطاً موازياً لأحرفهما ، بينما تبقى المواشير A و C و E (الملتصقة بالموشورين B و D بلصاق رخو) على حالتها الطبيعية . فاذا



الشكل ١١ –٢١ .– اذا ضغط الموشوران B و D وحدهما ، فانه يمكن مشاهدة انفصال الحزمتين بالانكسار المضاعف .

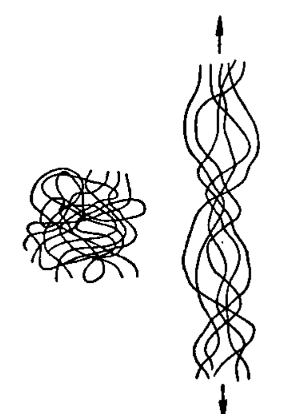
اخترقت هـــذه الجملة حزمة ضوئية ضيقة تولدت عنها حزمتان ضيقتان بارزتان تكون الزاوية بينهما كافية لأن تكوّنا على بعد مترٍ واحد خيالين تفصل بينهما مسافة من مرتبة المليمتر . ويمكن زيادة هذه المسافة الى ثلاثة أضعافهـا بجعل حزمة الاشعة تخترق الجملة ثلاث مرات بفضل انعكاسها على المرآتين m و m' . اذا جعلت الاشعة البارزة تخترق نكولاً ، فانه يمكن بادراته بمقدار ٩٠° ، أن يطفأ على التعاقب الخيـــالان المنفصلان للمنبـع الذي هو شق مواز لأحرف المواشير .

إن الانكسار المضاعف يظهر في خلال وقت قصير جداً ، عندمـا يُحدث الضغط ، وهو يتبـع كل تغيرات الضغط حتى ما كان منها سريعاً .

– ٥– تؤخذ صفيحة من المطاط غير المكبْرت ، رقيقة رقة كافية لأن تكون شبه شفـافة . تُمط هـذه الصفيحة في منحىً يميل بـ ٤٥° على المنحيين الاصليين لمقطب ومحلل متعامدين ، فتظهر انكساراً مضاعفـاً شديداً . ويمكن الحصول بسهولة على ألوانٍ تدل على ان التأخر من مرتبة $\frac{\lambda}{2}$. إن الجزيئات الجهرية ذات السلاسل تنبسط لدى استطالة المجموعة (الشكل ١١- ٢٢) التي يكاد مخطط انعراجها في الاشعة السينية يشبه مخطط الانعراج ابلورة .

ب) إن تجربة المواشير تمكن من اثبات أن الخيال الاقل انحرافاً تكوّنه الاشعة التي توازي اهتزازاتهـا أحرف المواشير ، أي توازي منحى الضغط .

ومن جهة اخرى ، فان قياس التأخر δ الذي يحدثه متوازي مستطيلات زجاجي بين الاهتزازتين الاصليتين في حالة ضوء وحيد اللون، يمكن أن يتم بواسطة تركيبة مستمدة من تركيبـــة الشكل ١١ – ٢٠ ، التي يضاف اليهـــا فـيما بين V و A ، مكافىء بابينه أو صفحيـــة ربع موجية .



الشكل ١١ – ٢٢ . مط الجزيئات الجهرية ذات السلاسل

فيتحقق من ان منحى الضغط هو منحى القرينة الصغرى كما يمكن إثبات أن التأخر δ يكون واحداً في منحيي الاختراق الناظمي العموديين على F .

فالزجاج العادي المضغوط يكتسب اذن خواص ضوئية شبيهة بخواص بلورة أحادية المحور سالبة ($n_o > n_e$) يوازي محورها منحى الضغط .

ونحصل بشدّ الزجاج على ظواهر معـاكسة للظواهر التي تحدث بالضغط . وهكذا فان بعض أنواع زجاج الفلنت تصبح بالضغط موجبة ضوئياً .

وتدل التجربة ، علاوة على ذلك ، أن (شدة) الانكسار المضاعف $n_o - n_e$ تتنـاسب طرداً مع الضغط $p = \frac{F}{S}$ المطبق على السطح S الذي يساوي el ، حيث يدل l على بعـد متوازي المستطيلات العمودي على الاشعة الضوئية وعلى منحى الضغط . فالتأخر الضوئي δ نتيجة لاختراق الضوء ثخناً e ، يكون إذن بحيث أن :

$$\frac{\delta}{e} = n_o - n_e = k \frac{F}{el}$$

ففرق المسير δ لا يتوقف على ثخن ما يخترقه الضوء بل يتعلق فقط بالنسبة $\frac{F}{l}$. وقد جرت العادة أن يقدر بالاطوال الموجية وان يكتب :

$$\frac{\delta}{\lambda} = K \frac{F}{l}$$

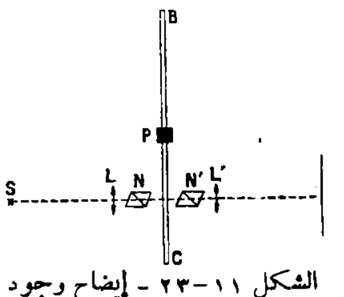
حيث يدل K على ثابت خاص بالشعاعة المعتبرة .

فمثلاً ، يكون الثابت من مرتبة $5.10^{-7} \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{N}}$ من أجل الزجاج العادي والشعاعات الصفراء . فاذا كان سطح متوازي المستطيلات يساوي $1 \times 1\ \mathrm{cm}^2$ ناظمياً على F ، فإن الضغط اللازم لكي يبلغ التأخر δ قدر طول موجة، يكون من مرتبة $200\ \hat{\mathrm{kg}}/\mathrm{cm}^2$. وقد استعملت هذه الظاهرة لقياس الضغوط .

ويمكن، باجراء تجارب الانحراف في الموشور ، إثبات أن قرينتي انكسار الزجاج المضغوط n_0 و n_e كلتيهما تفوقان قرينة الزجاج متماثل المناحي n في القيمة .

١١ - ١٢ . — حالة ضغط غير منتظم :

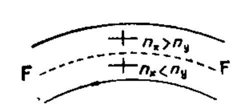
أ) - ٥ - تؤخذ عصابة من الزجاج BO مستطيلة المقطع (الشكل ١١-٢٣) طولها (٥) أمتار وعرضها (٥) سنتمترات وثخنها (٥) مليمترات ، ويشد عليها في منتصفها بكلابة P ، وتهيأ بحيث يمكن تنقيلها لكي تقع مختلف أجزائها في طريق حزمة الاشعة التي تخترق نكولاً مقطباً N ثم تسقط بعد ذلك على نكول محلل N' جعل في الموضع الذي يُطفىء فيه الضوء . فإذا



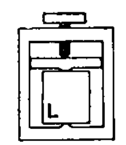
الشكل ١١-٢٣ - إيضاح وجود عقد اهتزاز في صفيحة مهتزة باستخدام الانكسار المضاعف

أزيحت الصفيحة الزجاجية ما بين النكولين ، وكانت في حالة الاهتزاز ، فان الضوء يعود للظهور من اجل نقاط معينة متساوية الابعاد : ذلك لأن الزجاج يصبح ذا انكسار مضاعف عندما يعرض للضغط وهذا هو ما يحدث بالضبط عند العقد : فعند العقد يعود الضوء للظهور .

-٥- تُثنى صفيحة من زجاج التاج ثخنها مليمتر واحد وعرضها ما بين مليمتر ومليمترين ، ثم تفحص بالمجهر المقطب فيتبين أن القرينة تصبح أكبر قيمة في منحى الامتطاط (وهو منحى طول الصفيحة) فوق الخط المعتدل (الجزء الاول ، ٧-٦) منها في منحى الثخن تحته (الشكل ١١-٢٤) .



الشكل ١١-٢٤- الانكسار المضاعف في صفيحة مثنية (الخط المتقطع يدل على منحى الخط المعتدل)



الشكل ١١-٢٥- جهاز لضغط الصفيحة L ضغطا غير منتظم

ب) -٥- تضغط صفيحة من الزجاج L ضغطاً **غير منتظم** (الشكل ١١-٢٥) في مكبس ذي برغي . وينظر اليها وهي في تركيبة الشكل ١١-٢٠ . فتظهر لدى ضغط الصفيحة خطوط ملونة تعترضها خطوط مظلمة . وإذا أُديرت الصفيحة والمكبس الذي يضغطها حول الشعاع دون ان يُمس النكولان ، فإن الخطوط الملونة لا تتغير وتدور مع الصفيحة بينما يتغير شكل الخطوط المظلمة .

ففي هذا المثال تكون القوى المطبقة على الصفيحة واقعة كلها في مستويها ، ويكون هناك في كل نقطة من الصفيحة منحييان متعامدان يقعان أيضاً في مستوي الصفيحة ويوافقان التوتر الاعظمي والتوتر الاصغري بالنسبة للنقطة المعتبرة ؛ ويسمى هذان التوتران **التوتران الاصليان** . ويكون مقطعا الصفيحة

الصفيحة الاصليان في النقطة المعتبرة موازيين للتوترين الاصليين ، ويتناسب انكسارها المضاعف مع الفرق بين هذين التوترين .

وتبعاً لما سبق ، إذا جعلت الصفيحة بين نكولين متعامدين وأُضيئت بالضوء الابيض المتوازي فإن الخطوط المظلمة التي تسمى **الخطوط المتساوية الميل** تدل على مواضع كل النقاط التي يكون فيها التوتران الاصليان موازيين للمقطعين الاصليين للنكولين ، بينما يدل كل خط من الخطوط الملونة المسماة **الخطوط المتماثلة اللون** على مواضع كل النقاط التي يكون فيها الفرق بين التوترين الاصليين مساوياً مقداراً ثابتاً . لذلك عندما تُدار الصفيحة في مستويها ويظل النكولان ثابتين ، يتغير شكل الخطوط المتساوية الميل ، بينما لا يطرأ أي تغيير على الخطوط المتماثلة اللون .

وعلى هذا فإن ملاحظة الخطوط المتساوية الميل والخطوط المتماثلة اللون تمكن من معرفة منحنيْ التوترين الاصليين والفرق بينهما في كل نقطة . ويبين الشكل ١١-٢٦ ، على سبيل المثال ، شكل الخطوط المتساوية الميل في صفيحة زجاجية ذات مقطع مستطيل ، تستند على مسندين A و B قرب طرفيها وتؤثر عليها قوتان شاقوليتان ومتساويتان في نقطتين قريبتين من مركزها قرباً كافياً ، وذلك عندما يكون المقطعان الاصليان للنكولين ميلان على الشاقول ٤٥°.

A B

الشكل ١١-٢٦ مثال خطوط تساوي الميل .

وعلى أساس من ملاحظة هذه الخطوط ، تبنى ميناجه Mesnager طريقة لتحقيق حساب مقاومة المواد ، أي **قياس المرونة** ضوئياً : يُصنع للجسم (موضوع المشروع) نموذج مصغّر من الزجاج أو من اي مادة شفافة أخرى (السلولوئيد ، الباكليت) ، وتُطبق على هذا النموذج مجموعة من القوى تمثل بنسبة التصغير نفسها القوى التي ينبغي أن يتحملها الجسم ؛ ويمكن بذلك ادراك النقص والعيوب في مشروع الجسم . ويبين الشكل ١١ - ٢٧

(اللوحة الرابعة) صورة الخطوط المتساوية الميل لكتلة واقعة تحت تأثير قوى ما . وتمكّن الطريقة نفسها أيضاً من ايجـاد الحل لبعض قضايا مقاومة المواد التي يستعصي ايجاد حل لها بالحساب .

كذلك يمكن الاكتفاء بتغطية قطعة معدنية بطلاء (برنيش) لاصق ، يصبح ذا انكسار مضاعف عندما يتغير شكل القطعة المعدنية . فيكون المعدن مرآة ويُخترق الطلاء مرتين بالضوء في ورود ناظمي .

١١ ـ ١٣ . ـــ الانكسار المضاعف الناجم عن الاسقاء

إن **الإسقاء** يسبب الانكسار المضاعف الذي يظهر في كثير من الاجسام الشفافة ؛ فهو يُحدث توترات داخلية يمكن ان تكون كبيرة جداً ، لان السطح الذي يتبرد أولا يمنع بعدها وقوع تغيرات الحجم التي كان ينبغي أن يُحدثها تبرد سائر أجزاء الجسم .

- ٥ - تتصف القطرات الزجاجية (الجزء الثالث ٦ - ٥) بأنها (ذات انكسار مضاعف : ولرؤية ذلك يكفي أن نضع بين نكولين متعامدين حوضاً زجاجياً يحتوي على قطرة زجاجية غاطسة في سائل له القرينة الوسطية نفسها ، مثلًا في خليط من هيدرات الكلورال ومن الغليسرين بنسب ملائمة ؛فتظهر القطرة الزجاجية مضاءة على خلفية مظلمة .

-٥- يمكن اسقاء ألواح ثخينة من الزجاج بتسخينها تسخيناً شديداً ثم تبريدها بتحريكها في الهواء تحريكاً معتدلاً ؛فاذا وضعت بين نكولين متعامدين وأضيئت بالضوء الابيض المتوازي فإنها ، كالالواح التي تعرّض لضغوط غير منتظمة ، تُظهر خطوطاً متساوية الميل وخطوطاً متماثلة اللون بأشكال متنوعة . ويمكن أن تبلغ قيم التوترات الداخلية العائدة لهـــذه الخطوط بضع مئات

من kĝ [١] .

وغالباً ما يكون إسقاء الزجاج مضايقاً في الضوء بسبب ما يرافقه من انكسار مضاعف بالذات ؛ لهذا ينبغي التحقق من ان الزجاج المستعمل في صنع العدسات خالٍ من الاسقاء وذلك بمشاهدته وهو بين نكولين متعامدين .

ويتم التخلص من الاسقاء **بالتحمية** ، أي بتسخين الزجاج وتركه ليتبرد ببطيء شديد .

إن الزجاج المتجانس كيميائياً ، يمكن ان تختلف بنيته الفيزيائية من نقطة لأخرى فيما اذا لم تكن تحميته كافيـة . واختلاف التجانس الفيزيائي هذا يفسَّر بعدم انتظام قرينة الانكسار والكتلة الحجمية ، وبإمكان حدوث تطور عفوي (التقادم) . فالانكسار المضاعف في مثل هذا الزجاج يمكن إذن أن ينجم ، ليس فحسب عن التوترات التي يسببها تجمد الطبقات الداخلية ، وإنمـــا ينجم أيضاً عن التوترات التي تسببها التغيرات المحلية في البنية بمرور الزمن .

وهذه ظاهرة شبيهة بالاسقاء تتولد فيها توترات داخلية تفسر الانكسار المضاعف في الجيلاتين وفي انواع الغراء الخ . .

وتحدث ظاهرة مماثلة أيضاً في بعض التبلورات التي تعطي بلورات قليلة التجانس ؛ ولهذا السبب تكون بعض البلورات المكعبية أحياناً ذات انكسار مضاعف ، مثل بلورات الشب والملح الصخري الخ . .

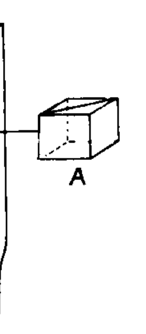
١١ـ١٤ . ــ الانكسار المضاعف الديناميكي في السوائل :

أ) – ٥ - يملأ انبوب مستطيل المقطع (الشكل ١١ – ٢٨) ومحوره

---

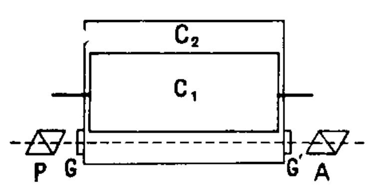
(١) يمكن ان تسبب هـذه التوترات ، في حالة الاصطدام . تحطم ألواح زجاج السيارات ، التي تسقى اسقاء خاصا لهذه الغاية، الى شظايا كثيرة ، قليلة الخطر .

شاقولي بمحلول غروي من خامس اكسيد الفناديوم V_2O_5[١] ويوضع بين مقطب ومحلل متعامدين شاقولي وأفقي . اذا تُرك السائل يجري ، عاد الضوء الى الظهور ، ولكنه يعود فينطفىء إذا توقف السائل عن الجريان . فجدول السائل (عِرقه) يسلك سلوك بلورة أحادية المحور موجبة (وإذا لم يتيسر الحصول على أنبوب فإنه يمكن الاكتفاء بوضع السائل في وعاء ذي وجهين متوازيين وتحريكه بواسطة قضيب زجاجي) .



الشكل ١١-٢٨ .- الانكسار المضاعف الديناميكي في سائل جار .

وهناك عدد من السوائل ، العضوية بصورة رئيسية (كالزيوت) ، ومن المحاليل ذات الجزيئات الجهرية العضوية (الجزء الثاني ، ١٣-١٧) ، التي تعطي ظواهر مماثلة . وهي تدرس بوجه عام بوضع السائل بين اسطوانتين لهما محور مشترك (الشكل ١١ - ٢٩) ، احداهما C_2 ثابتة والاخرى C_1 تحرك حركة دورانية بنحو مائة دورة في الثانية . وتمكن النافذتان الزجاجيتان G و G′ من مرور الضوء وفق أحد مولدات الاسطوانة المائعة .



الشكل ١١ - ٢٩ . الانكسار المضاعف الديناميكي لمائع في حالة الدوران

ويكون الخطان المعتدلان لعمود المائع قريبين تقريباً من المنحى الذي

---

(١) لتحضير هذا الاكسيد ، يرسب محلول فندات الامونيوم التجاري بواسطة حمض الكلور . ويغسل الراسب البني - الاحمر طويلا بجعله معلقا في الماء ثم يفصل بعد الترسيب حتى يعطي محلولا غرويا يجري ترشيحه بعد ذلك . ويشتد الانكسار المضاعف فيه بمرور الزمن . ويمكن أن يستعاض عن خامس أوكسيد الفناديوم بهدروكسيد الحديد أو بنزوبربرين benzopurpurine .

يميل بـ ٤٥° على منحى سرعة السائل وفقه .

ب) تدل الدراسة بالمجهر الالكتروني ، في حالة خامس أكسيد الفناديوم ، على أن للجسيمات الغروية شكلاً متطاولاً جداً يمكنها من ان تتوجه خلال الجريان.

ويسري التفسير نفسه على السوائل الاخرى ذات الانكسار المضاعف ، التي تحتوي جميعها على جزيئات ذات سلاسل طويلة بعض الشيء . فهذه الجزيئات تميل لأن تتوجه موازية لمنحى خطوط التيار . ويلقى هذا التوجيه معاكسة من الهيجان الحراري . ويبرهن انه ما دامت السلاسل قصيرة نسبياً (أي الكتل المولية لا تتجاوز بضع مئات الآلاف) وما دام تدرج السرعة ضئيلاً نسبياً ، فان منحى استطالة الجزيئات يميل على منحى السرعة بـ ٤٥° تقريباً . ويؤلف المنحى الوسطي للاستطالة ، على كل حال ، أحد الخطين المعتدلين ، وهو خط الاستقطابية العظمى (الفقرة ١١ - ٣) .

وقد قدّمت هذه الظواهر معلومات هامة عن الجزيئات الجهرية .

ج) تتمتع أوراق السيلوفان بانكسار مضاعف منتظم وكبير القيمة (ورقة منه ثخنها ٣٠ مكروناً هي نصف موجية تقريباً) .

والتفسير هنا كالتفسير السابق : فالاوراق يتم الحصول عليها بامرار محلول من الفسكوز [1] (مشتق من السلولوز) خلال شق دقيق : فتتوجه جزيئات السلولوز بهذا التصفيح اتجاهاً واحداً قبل تجمد المحلول .

١١ - ١٥ . — التلون المتعدد الصنعي تطبيقاته .

أ) إن التلون المتعدد في امثلة الفقرة السابقة يرتبط بالتركيب الكيميائي للنوع البلوري ، في حين انه في العديد من البلوارات الطبيعية يرجع الى آثار

---

(١) مادة لدنة تستعمل في صنع الحرير الصناعي .

الشوائب فيها ، كما يدل على ذلك ما يطرأ على بعضها من تغيرات واختلاف في الالوان عندما تتغير درجة الحرارة ، دون ان يتغير تركيبها .

فهناك مثلاً عينات من الترمالين (الجزء الرابع ، ٤ - ٩) ذات لون وردي أو اخضر مختلف الغماقة ، والتلوّن فيها بارز جداً : وهي عملياً ، تمتص الاهتزازة العادية امتصاصاً تاماً بثخانات تسمح بمرور جزء كبير من الحزمة الشاذة . وقد استعملت هذه الخاصية قدماً في صنع المقطبات .

ب) يمكن احداث التلون المتعدد صنعياً بأن تلوّن تلويناً ملائماً بلورة هي بطبيعتها غير ملونة . إن بلورات نترات الاسترنسيوم التي تلون بجعلها تتبلور في محلول مشبع من البقّم او حزاز الصباغين او ازرق الميتيلين ، الخ ... تُظهر تلونا متعدداً ملحوظاً . كذلك تتلون سلفات الكينين باليود معطية بلورات متلونة (هيراباتيت) .

ويمكن ، في كل هذه الحالات ، أن نسلم بأن التلون ينجم عن توزع الملوّن في الشبكة البلورية توزعاً غير متماثل المناحي . وهذا التفسير توحي به التجارب التالية :

- ٥ - تلون ألياف قنب سيام ramie او السلولوز بأحمر كُنْغو ، وتشاهد بالمجهر المقطب المضاء بالضوء المتوازي بعد أن ينزع منه المحلل . فعندما تكون الاهتزازة التي يولدها المقطب موازية لمنحى استطالة الالياف ، تبدو هذه الالياف حمراء اللون ؛ ولكنها تكاد تبدو غير ملونة عندما تكون الاهتزازة عمودية على الالياف .

- ٥ - تبخر قطرة من محلول كحولي لأزرق المتيلين على صفيحة من الميكا المفصومة حديثاً . فيلاحظ بالنفوذ وكذلك بالانعكاس تلون شديد (بنفسجي غامق - أزرق باهت) : وفي الورود الناظمي يظهر لون ازرق غير معدني أو اخضر معدني (الفقرة ٩ - ١٣) .

كذلك يمكن ان يحدث التلون من جراء توجيه مفضل لعناصر ماصة يختلف شكلها اختلافاً كبيراً عن شكل الكرة .

ـ ٥ـ في تجارب الانكسار المضاعف بجريان محلول V_2O_5 (الفقرة ١١ – ١٤)، يشاهد ايضاً تلون الجريان. وتكون الاهتزازة الموازية لمنحى الجريان هي الاشد امتصاصاً .

ـ ٥ـ عندما يبخر محلول أزرق المتيلين على صفيحة زجاجية نحصل على طبقة امتصاصها متماثل المناحي . واذا دُلك سطحها بورق النشاف في منحى معين ، تولد فيها عدم تماثل المناحي الذي يتجلى في تلونها بلون ازرق أشد غماقة ، وذلك عندما تفحص الطبقة بالنفوذ من خلال نكول يوازي مقطعه الاصلي منحى الدلك.

ج) إن الصفائح المقطبة (التي يحمل بعضها الاسم التجاري بولارُيْد Polaroïdes) المستعملة حالياً لتقطيب الضوء وكشف استقطابه ، يمكن ان تتكون من بلورات متلونة صغيرة جداً معلقة في مادة لدنة شفافة . ولدى التصفيح تتوجه هذه البلورات بحيث يوازي بعضها بعضاً (انظر الفقرة ١٥ – ١٤) . وهناك طريقة أخرى توجه فيها الجزيئات ذات السلاسل للمادة اللدنة توجيهاً ميكانيكياً ، ثم تلوّن باليود .

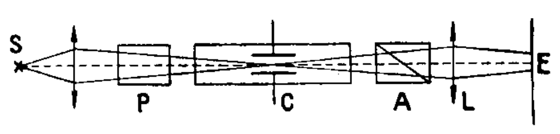
١١ ـ ١٦ . ـ الانكسار المضاعف الكهربائي (ظاهرة كر Kerr).

أ) اذا وضع جسم شفاف عازل في حقل كهراكدي منتظم فانه يصبح ذا انكسار مضاعف ؛ وهذا هو ما يؤلف **ظاهرة** كر .

والانكسار المضاعف الحاصل شبيه بالانكسار المضاعف في بلورة أحادية المحور ويكون محورها الضوئي موازياً للحقل الكهربائي ؛ وإشارته لا تتغير عندما يغير الحقل الكهربائي جهته .

ـ ٥ـ تخترق حزمة من الضوء الابيض حوضاً C من النتروبنزين (الشكل

١١ - ٣٠) بين لبوسي مكثفة طبق عليها توتر متناوب تواتره ٥٠ هرتز وقيمته



الشكل ١١ - ٣٠ خلية كر Kerr

المنتجة ٢٠٠٠ فولت . وتجمع العدسة L الحزمة من جديد وتولد على الحاجز E بقعة مضاءة ؛ ويوضع مقطب P ومحلل A في طريق الحزمة ويجعلان متعامدين . فحين لا يعمل المولد الكهربائي يكون هناك ظلام على الحاجز ،وحين يعمل يظهر الضوء عليه . وللحصول على أعظم استنارة ينبغي أن يكون المقطعان الاصليان للنكوابن مائلين بـ ٤٥° على منحى الحقل الكهربائي .

ويمكن قياس شدة الظاهرة في هذه الحالة ايضاً بالفرق $n_e - n_0$ للقرينتين الشاذة والعادية الخاصتين بالبلورة الاحادية المكافئة . وقد تبين أن هـذا الفرق يتناسب مع مربع الحقل الكهربائي المنتج E_0 . ويمكن أن نكتب :

$$n_e - n_0 = C.\lambda E_0^2 \qquad [١١-١٠]$$

حيث C هو ثابت مميز مستقل عن E_0 من أجل مادة معطاة(ولكنه تابع لدرجة الحرارة ولطول الموجة) ؛ ويسمى **ثابتة كر** . وعندما يقدر E_0 بـ V/m ويقدر λ بالامتار ، يكون لدينا من أجل ضوء الصوديوم :

في حالة كبريت الكربون $C = + 2,7.10^{-14}$

في حالة النترو بنزين $= + 265.10^{-14}$

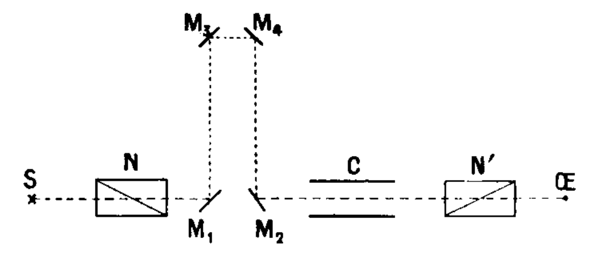
والنتروبنزين هو الجسم الذي يبرز الظاهرة على أشدها . وقد وجد أنه لكي يحدث ثخن للنتروبنزين يساوي ١٠مم تأخراً قدره $\frac{\lambda}{4}$ بين الاهتزازتين العادية والشاذة فإنه ينبغي أن يكون الحقل من مرتبة ٩٠٠٠ فولت/مم .

وتحدث ظاهرة كر في الجوامد والسوائل وفي الغازات أيضاً. وتكون ثابتة كر في حالةالغازات وفي الضغط النظامي أصغر بما يتراوح بين ٢٠٠ و ١٠٠٠٠ مرة من الثابتة في حالة كبريت الكربون . فمثلاً في الشروط النظامية :

$$C = 0{,}23.10^{-16} \qquad \text{من أجل } CO_2$$

$$7{,}8\ .10^{-16} \qquad \text{من أجل } CH_3Cl$$

ولكن يظل الانكسار المضاعف قابلاً للقياس بالطرائق الاشد حساسية .

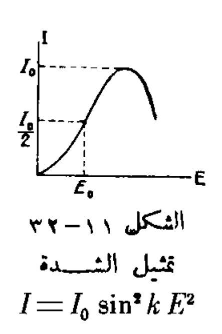


الشكل ١١–٣١ . – تجربة أبراهام ولموان

ب) إن الزمن اللازم لظهور الانكسار المضاعف أو اختفائه زمن قصير جداً . وهذا هو ما ينتج من نظرية أبراهام ولموان Abraham et Lemoine (الشكل ١١ – ٣١) : ان الضوء الذي يخترق المكثفة C الحاوية على المائع تحدثه شرارة انفراغ هذه المكثفة S ، ولكن المرايا M_1 و M_2 و M_3 و M_4 تجعل الضوء يجتاز طريقاً يمكن تغيير طوله . ويختفى كل أثر للانكسار المضاعف عندما يجعل الضوء يجتاز مسافة قدرها أربعة أمتار ما بين المنبع S والمكثفة C وذلك يقابل زمناً قدره ١٠ $^{-8}$ ثانية .

وقد استفيد من هذه الخاصة في تحقيق مكيفات للشدة الضوئية ذات عطالة ضئيلة جداً . إن « خلية كر » الموضوعة في جهاز الشكل ١١ – ٣٠ لا تدع الضوء يمر الا عندما يطبق عليهـا الحقل الكهربائي . وتكون الشدة الضوئية النافذة مساوية (الجزء الرابع ، ١٤ – ٧) :

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\pi\,\delta}{\lambda} = I_0 \sin^2 \frac{\pi\, l\,(n_e - n_0)}{\lambda} = I_0 \sin^2 \pi\, C l E^2$$



الشكل ١١-٣٢
تمثيل الشـــدة
$I = I_0 \sin^2 k E^2$

حيث l هي المسافة التي يقطعها الضوء في الحقل . ويمكن الحصول على تغير خطي تقريباً للشدة I بدلالة E ، وذلك باقتصارنا على ما يجاور نقطة الانعطاف P في المنحني الذي يمثل $I = f(E)$ (الشكل ١١-٣٢) . ويمكن ان يكون تواتر قطع الحزمـــة الضوئية أكبر بكثير مما تسمح بـه قاطعة ميكانيكية . وقد استعمل هـــذا الجهاز في تسجيل الصوت على الافلام (الجزء الثالث ، ١٠ - ١١ أ) وفي قياس ســرعة الضوء (الفقرة ٢ - ٦) .

١١ - ١٧ . — فعل كر والبنية الجزيئية .

أ) إن فعل كر يزودنا بمعطيات عن عدم تماثل المناحي الضوئي لجزيئات الغاز تكمّل أو تحقق المعطيات التي نحصل عليها بدراسة زوال استقطاب الضوء المنتثر (الفقرة ١١ - ٢) . ولكن هذه الظاهرة ، التي تقل دراستها التجريبية بساطة عن دراسة الانتثار ، لها كذلك نظرية أكثر تعقيداً يمكن ايجازهـــا بالطريقة التالية : إن لتطبيق الحقل E_0 الراكدي أو ذي التواتر القليل ، تأثيره في توجيه الجزيئات . فاذا كانت هذه الجزيئات غير متماثلة المناحي ضوئياً ، فان توجيهها يعطى الوسط قرينة انكسار تختلف من منحى الى آخر ؛ ويصبح الوسط بذلك غير متماثل المناحي جملةً ، بخلاف ما يحدث لكتلة السائل الناثر المعتبرة في الفقرة ١١ - ١ .

إن توجيه الجزيئات في الحقل E_0 يمكنه أن يحدث لسببين . وقـد دُرس أولهما في الجزء السادس ، ٤ - ١٢ د ؛ وهو يتعلق بالجزيئات القطبية التي لهـا عزم ذي القطبين الكهربائي الدائم p_0 . أمـا السبب الثاني فيرجع الى عدم تماثل

المناحي الكهربائي للجزيئات ، سواء أكانت قطبية أم لم تكن . وعندما درسنا استقطاب الجزيئات الذي يرجع الى تغير شكلها بفعل حقل كهراكدي (الجزء الرابع ، ٤ – ١٢ ج) ، افترضنا أن الاستقطابية مقدار سلّمي وأن العزم المحرّض يوازي الحقل E_0 . وفي هذه الحالة تكون الجزيئات بوجه عام غير متماثلة المناحي ، في الحقول الراكدة مثلما هي في الحقول المتغيرة تغيراً سريعاً (الفقرة ١١ – ١) . ويمكن تمييز عدم تماثل المناحي الكهربائي فيها بأن يستعاض عن الاستقطابية السلمية α^0 بثلاث استقطابيات أصلية α_X^0 ، α_Y^0 ، α_Z^0 ينطبق عليها مخطط الشكل ١١ – ٢ : ويكون العزم المحرّض p غير موازٍ للحقل E .

إن عبارة الطاقة الكامنة لجزيء غير متماثل المناحي في حقل كهراكدي تنتج من تعميم الصيغ في الجزء السادس ، ٥ – ١٠ :

$$W = -\vec{p}.\vec{E}_0 = -(p_X E_{OX} + p_Y E_{OY} + p_Z E_{OZ})$$

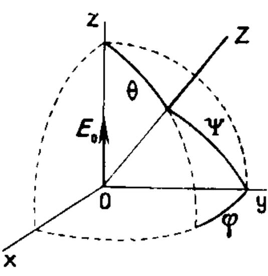
$$= -\frac{1}{2}(\alpha_X^0 E_{OX}^2 + \alpha_Y^0 E_{OY}^2 + \alpha_Z^0 E_{OZ}^2) \qquad [١٦،١١]$$

وعند التوازن ، يسعى منحى الاستقطابية العظمى لأن يكون موازياً لمنحى الحقل بحيث تكون الطاقة الكامنة صغرى .

– ٥ – وهـــذا هو ما يبينه التشبيه التالي : تنحت بلورة من الكبريت (ثمانية الوجوه مستقيمة معينية) بشكل كروي تقريبـــاً وتعلق بخيط من خيوط الفيلجة ، بحيث يستطيع المحور الثنائي ، الذي يمر برؤوس ثماني الوجوه ذات الزوايا الاكثر حـــدة ، ان يدور في مستوٍ أفقي . واذا وضعت الكرة بين لبوسيْ مكثفة مستوية تولد حقلاً مقداره (٣٠٠٠) فولت/مم ، فإن المحور السابق يتجه وفق خطوط الحقل . وتساوى سماحية الكبريت في هذا المنحى $\varepsilon_r = 4,6$ (وهي تساوى 3,8 و 3,6 في المنحنيين العموديين على المنحى السابق) .

ب) لنعط فكرة عن حساب الانكسار المضاعف الكهربائي لوسط غازي مؤلف

من جزيئات غير متاثلة المناحي وغير قطبية . لنسلم بأن المناحي للاستقطابية الكهراكدية α_0 والمناحي الاصلية للاستقطابية الضوئية α متطابقة ، وهي الحالة السائدة في الغالب . ولنفترض كذلك ، بغية التبسيط ، ان الاستقطابية الاصلية α_z أكبر بكثير من الاستقطابيتين الاخريين ، بحيث يمكن اهمال هاتين الاخيرتين فيكون $\alpha_z = \delta$ وفقاً للعلاقة [١١،٤] . ليكن Ox منحى انتشار الموجات الضوئية في الوسط (الشكل ١١ – ٣٣) ، ولنسع لتقدير القرينتين n_z و n_y . ان المحور OZ لجزيء مايصنع مع Oz الزاوية θ ، ويحرض الحقل E_z لموجة ضوئية في الجزيء عزماً $p_Z = \alpha_Z E_z \cos\theta$. ويسهم هذا الجزيء في القرينة n_z بعزمه :



الشكل ١١ – ٣٣ . حساب الانكسار المضاعف الكهربائي في حالة بسيطة

$$p_z = p_Z \cos\theta = \alpha_Z E_z \cos^2\theta_0$$

فاذا كان هناك N جزيئا في واحدة الحجم ، كان لدينا (الفقرة ٩ – ٣) :

$$n_z^2 - 1 = \frac{N\alpha_Z}{\varepsilon_0}\overline{\cos^2\theta} \qquad [١١،١٧]$$

حيث تساوي القيمة الوسطية :

$$\overline{\cos^2\theta} = \frac{1}{N}(\cos^2\theta_1 + \dots + \cos^2\theta_N)$$

ونجد بالمثل ان :

$$n_y^2 - 1 = \frac{N\alpha_Z}{\varepsilon_0}\overline{\cos^2\psi} \qquad [١١،١٨]$$

حيث ψ : الزاوية التي يصنعها OZ مع Oy .

وحين لا يكون هناك حقل راكدي ، تكون كل قيم θ و ψ متساوية الاحتمال : $\overline{\cos^2\theta} = \overline{\cos^2\psi} = \frac{1}{3}$ و $n_y = n_z$ ؛ ويكون الوسط متماثل المناحي . وتعطى قرينته n بالعلاقة [٩،٧] :

$$n^2 - 1 = \frac{N}{\varepsilon_0}\alpha_Z \qquad [١١،١٩]$$

لتوجه الحقل E_0 وفق Oz . فوفقاً لما رأينا في أ) ، ينقطع توزع الجزيئات عن أن يكون منتظماً لأن طاقتها الكامنة تكون تابعة لـ θ . فوفقاً للعلاقة [١١،١٦] :

$$W = -\frac{1}{2}\alpha_z^0 E_{0_z}^2 = -\frac{1}{2}\alpha_z^0 E_0^2 \cos^2\theta \qquad [١١،٢٠]$$

وكما في الشكل (١١ – ٣٣) :

$$\cos\psi = \sin\theta\cos\varphi$$

يكون لدينا :

$$\overline{\cos^2\psi} = \overline{\sin^2\theta\cos^2\varphi} \qquad [١١،٢١]$$

ولكن من اجل كل الجزيئات التي يصنع محورهـــا OZ زاوية واحدة θ مع Oz ، تكون للزاوية φ قيم متساوية الاحتمال بين الصفر و 2π . ويمكن إذن ان تحسب من [١١،٢١] ، القيمة الوسطية لـ ψ بثبات θ ، أي :

$$\overline{\cos^2\psi} = \overline{\sin^2\theta}\;\overline{\cos^2\varphi} = \frac{1}{2}\overline{\sin^2\theta} = \frac{1}{2}(1-\overline{\cos^2\theta}) \qquad [١١،٢٢]$$

وبوضع هذه القيمة في [١١،١٨] ، ثم طرحها من [١١،١٧] نجد :

$$n_z^2 - n_y^2 = \frac{3}{2}\frac{N}{\varepsilon_0}\alpha_z\left(\overline{\cos^2\theta} - \frac{1}{3}\right)$$

ويتم حساب $\overline{\cos^2\theta}$ بواسطة الصيغة [٢٠٩] في الجزء الثاني وذلك بأن نعبر ، كما في الجزء السادس ، ٤ – ١٢ د ، عن عدد جزيئات التوجيه θ بواسطة صيغة بولتزمَن ، حيث تكون للطاقة الكامنة العبارة [١١،١٦] . وعندما يكون $\alpha_z^0 E_0^2$ أصغر كثيراً من kT ، وتلك هي دائماً الحالة في درجات الحرارة العادية ، نجد أن :

$$n_z - n_y = \frac{n_z^2 - n_y^2}{n_z + n_y} \simeq \frac{n_z^2 - n_y^2}{2n} \simeq \frac{N\alpha_z\,\alpha_z^0}{30\,\varepsilon_0\,nkT}E^2$$

فن اجل النموذج الجزيئي المختار ، تعطي علاقات كلاوزيوس – موسوتي Clausius - Mossotti ولورنتز – لورنتز :

$$\frac{\alpha_z}{\alpha_z^0} = \frac{n^2 - 1}{\varepsilon_r - 1}$$

وبأخذ العلاقتين السابقتين بعين الاعتبار ، تستنتج من [١١،١٥] عبارة ثابتة كر :

$$C = \frac{N}{30\,\varepsilon_0\,\lambda\,kT} \cdot \frac{\varepsilon_r - 1}{n(n^2-1)}\,\alpha_Z^2 \qquad [١١،٢٣]$$

ومن أجل نموذج للجزيء أعم ، نجد أن الصيغة [١١،٢٣] صالحة أيضاً ، وذلك بأن نضع مكان α^2 القيمة δ^2 التي تساويها في الحالة الخاصة المعتبرة (انظر الصيغة [١١،٤]) .

ففعل كر يمكن اذن من تعيين مربع عدم تماثل المناحي الضوئي δ^2 للجزيئات غير القطبية بطريقة مستقلة عن الانتثار (الفقرة ١١ - ٢) .

ويُستنتج من العلاقات [١١،١٧] و[١١،١٨]و [١١،١٩] و[١١،٢٢] :

$$\frac{n_Z^2 - n^2}{n_y^2 - n^2} = \frac{2\left(\overline{\cos^2\theta} - \frac{1}{3}\right)}{\frac{1}{3} - \overline{\cos^2\theta}} = -2 \qquad [١١،٢٤]$$

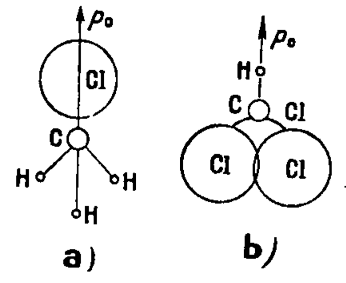
وقد تحققت الصيغة الاخيرة بالتجربة ؛ وهي تؤلف برهاناً في صالح نظرية الانكسار المضاعف بالتوجيه .

ويلاحظ ان اشارة الانكسار المضاعف الكهربائي في الاجسام التي لجزيئاتها استقطاب محرض صرف هي اشارة موجبة دوماً ، لان المنحى الذي يسعى لان يتوجه وفق منحى الحقل E_0 هو منحى الاستقطابية الضوئية العظمى .

ج) وعندما تكون الجزيئات قطبية ، يسعى منحى العزم الدائم p_0 لأن يقترب من منحى الحقل ، وفقاً للقانون الاحصائي المدروس في الفقرة ٤ - ١٢ د من الجزء السادس . ان دراسة مراتب الكبر تدل على أن المزدوجة التي تؤثر في العزم الدائم هي بوجه عام أهم كثيراً من المزدوجة التي تؤثر في العزم

المعرض المعتبر في ب) ، والذي يصبح دوره مهمـلا في التوجيه p_0 في الزاوية الثلاثية لمحاور الاستقطابية الاصلية الجزيء . والحالة العامة حالة معقدة . فإذا كان للجزيء محور تناظر OZ ذو مرتبة أعلى من (٢) ، كان للعزم p_0 بالضرورة منحى هذا المحور الذي هو أيضاً منحى احدى الاستقطابتين الاصليتين α_z و α_x . فإذا كان $\alpha_x > \alpha_z$ ، كانت قرينة الانكسار n للوسط اكبر من n_y : ويكون الانكسار المضاعف الكهربائي حينئذ موجباً ؛ واذا كان $\alpha_x < \alpha_z$ ، كان الانكسار المضاعف سالباً .

وتدل التجربـــة فعلاً على ان كل المواد التي يكون الانكسار المضاعف الكهربائي فيها سالباً هي ذات جزيئات قطبية. ويمكن استخدام نظرية زِلبرشتين (الفقرة ١١ - ٣) دليلًا للتنبؤ بإشارة الانكسار المضاعف في مثل هـــذه الجزيئات .وهكذا فإن جزيء كلور الميتيل CH_3Cl (الشكل ١١ - ٣٤ a) جزيء موجب ينطبق فيه المحور الثلاثي على المحور ذي الاستقطابية الكبرى، مع كون الذرة Cl أكثر قابلية لتغير الشكل من الذرات H .



الشكل ١١-٣٤ .- جزيئات قطبية :
a : CH_3Cl b : $CHCl_3$

ولهـــذا السبب الاخير ، يكون جزيء الكلوروفورم $CHCl_3$ سالباً (الشكل ١١ - ٣٤ b) .

١١ - ١٨ . — فعل بوكلز Pockels .

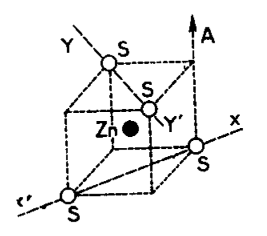
أ) ليس هـــذا الفعل كفعل كر ، بل هو خطي . وهو ينجم عن انزياح للأيونات في شبكة بلورية ، ولا يمكن ان يظهر إلا في البلورات التي يسبب

انعدام مركز التناظر لها ان تصبح كهرضغطية (الجزء ٦ – الفقرة ٤–١٠).

لنأخذ كبريت التوتياء Zn S مثالاً لنا : ان مجموع ايونات الـ Zn ومجموع ايونات الـ S تؤلف بالترتيب شبكتين مكعبتين لهما وجوه متمركزة (٢٣٤٢ – ٧) منزاحـــة بقدر ربع قطر المكعب . فبتأثير الحقل $\vec{E}$ الموازي للمحـــور الرباعي A (الشكل ١١ – ٣٥) يسبب الانتقالان المتعاكسان في الجهة للشحنتين Zn^{++} و S^{--} ، مع التشوه الميكانيكي ، (راجع الفعل الكهرضغطي، الجزء ٦ ، الفقرة ٤ – ١٣) انكساراً مضاعفاً متناسباً مع E وشبيهاً بالانكسار المضاعف في بلورة وحيدة المحور ، يكون محورها الضوئي موازياً لـ A .

ب) يمكن تبيان هذه الظاهرة بواسطة تركيبة شبيهة بخلية كر (الشكل ١١ – ٣٠) . فالحقل E الموازي لمنحى انتشار الضوء (الفعل الطولاني) والذي هو منتظم بقدر الامكان ، عندما يحدث ، اما بين قطبين لها شكل خاتمين ، في نهايتي بلورات متطاولة ، واما بين مسريين شفافين مطبقين على بلورات قصيرة ، وحيث l هو مسير الضوء في البلورة ، فان فرق الطور φ عنـد الخروج يتناسب مع الجداء $E\,l$ ، اي مع التوتر V الذي بين القطبين . فمن اجل Zn S ، بالضوء المرئي تكون $\varphi = \pi$ عندما $V \simeq 12\ KV$.

ج) يكون من الأنسب في غالب الأحيان استعمال فعل عرضاني ، ويمكن بيان انه اذا انتشر الضوء على المنحى X' X (الشكل ١١ – ٣٥) كان الحقل $\vec{E}$ موازياً لـ Y' Y ، وعامل التناسب بين $n_o - n_e$ و E هو نفس العـامل الذي في



الشكل ١١– ٣٥ . جزء من خيطة البلورة Zn S
(راجع الشكل ١٣–٦–٣١ في الجزء ٢)

الفعل الطولاني ، ويمكن حينئذ زيادة l بدون انقاص E ، من اجــل نفس القيمة لـ V .

ان بنية البلورات المكعبية ذوات الايونات العظيمة القابلية للاستقطـاب مثل Zn S (او Cu Cl ايضاً) ليست كثيرة الاستقرار ، ولا يحصل عليها الا بصعوبة بكميات وبأبعاد كافية . وتستعمل الآن صفائح من فصفات البوتاسيوم الحمضية KH_2PO_4 (المسماة KDP) وهي بلورات تربيعيـــة (ذوات وجوه مربعة) (وحيدة المحور) في الحالة النظامية ، وتصبح ثنائية المحور بفضل فعل بوكلز عندما تعرض الى حقل E موجه توجيهاً مناسباً .

يمكن ان تفيد هذه الصفائح (مع حقل زاوي صغير) كمكيفات في انابيب مصابيح التلفزيون (الجزء ٧ الفقرة ١٠ - ٢٤ ب) وكذلك من اجل التحكم في اجهزة اللازر الدفعية (انظر الفقرة ٢٠ - ٦) .

١١ - ١٩ . — الانكسار المضاعف المغناطيسي (كوتون وموتون)

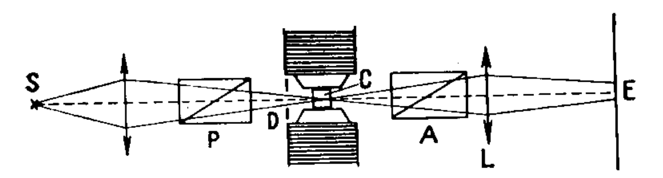
أ) يظهر انكسار مضاعف شديد في بعض المعلقات الغروية لهدروكسيد الحديد (الجزء الثاني ١٩-٥) حين تجعل في حقل مغناطيسي منتظم[1] وينظر اليها في منحى عمودي على خطوط الحقل .

- ٥ - يبين الشكل ١١ - ٣٦ تهيئة التجربة بوضع المائع في وعاء ذي وجهين متوازيين C (١×١ سم^2) ويجعل الوعاء بين قطبي مغناطيس كهربائي يولد حقل تحريض B يتراوح بين ٠،٠٤ و ٠،٠٦ فيبر/متر مربع . ويكون المقطب والمحلل متعامدين وتميل الاهتزازات التي تبرز منها بـ 45° درجة على منحى الحقل .

إن استقباب التيار في المغناطيس الكهربائي يرافقه ظهور الضوء على الحاجز

---

(١) يمكن بوجه خاص أن يضاف الى محلول كلور الحديــد قليل من محلول كلور الزئبق ويسخن المزيج بحذر : فيصبح المحلول عكراً بعض الشيء ومهيأً تماماً للتجارب .



الشكل ١١ - ٣٦ . - دراسة الانكسار المضاعف المغناطيسي

E حيث تكوّن العدسة L خيالاً للحظار D . وحالما يزول الحقل المغناطيسي يختفي الضوء .

إن تأثير الحقل هو في توجيه جسيمات هدروكسيد الحديد مثل توجيه بلورة كربونات الحديد sidérose في تجربة الجزء السادس ، الفقرة ١٤ - ٩ د . وهذا هو ما تدل عليه التجارب التالية :

-ه- تُزاد لزوجة المحلول بأن يضاف اليه شيء من الجيلاتين : فيظهر الانكسار المضاعف ويختفى ببطء .

-ه ندع قليلاً من المحلول يتبخر في الحقل على صفيحة زجاجية : فيظل الراسب ذا انكسار مضاعف خارج الحقل .

ب) يظهر الانكسار المضاعف أيضاً ، ولكن بقدر أقل كثيراً ، في عدد كبير من السوائل النقية عندما توضع في حقل مغناطيسي منتظم : وهذه هي ظاهرة **كوتون وموتون** Cotton et Mouton .

ويكون الانكسار المضاعف المكتسب مثل الانكسار المضاعف في بلورة أحادية محورها الضوئي يوازي منحى الحقل المغناطيسي؛ ولا تتغير اشارته عندما تتغير جهة الحقل ولا يمكن ملاحظته الا في المناحي العمودية على الحقل؛ إذ أن الاستقطاب الدوراني يحجبه في غير تلك المناحي (الفقرة ١٢ - ١٤). وقد شوهد هذا الانكسار المضاعف في سوائل عضوية عديدة، كما شوهد في سوائل غير عضوية ولكن بصعوبة أشد . وليس من الممكن قياسه في الغازات الا بمشقة زائدة .

وقوانين هذه الظاهرة شبيهة بقوانين ظاهرة كر ويمكن أن نكتبها كما يلي:

$$n_e - n_0 = c' \lambda B^2 \qquad [٢٠،١١]$$

حيث c' هي : ثابتة كوتون وموتون . وعندما يقدر B بـ wb/m^2 ويقدر λ بالمتر ، فان c' تأخذ القيم التالية من أجل ضوء الصوديوم .

كبريت الكربون	-5.10^{-3}
النترو بنزين	$+25.10^{-3}$
الاكسجين المائع $(T = 90°K)$	-53.10^{-3}
الاكسجين تحت ١٠٠ ضغط جو	-6.10^{-6}

وإشارة c' هي اشارة البلورة الاحادية المكافئة . وتدل التجربة على أن c' تنقص عندما تزداد درجة الحرارة مثلما تنقص ثابتة كر .

والانكسار المضاعف المغناطيسي ، كالانكسار المضاعف الكهربائي يُعزى الى توجيه الجزيئات .

ويلاحظ الانكســـار المضاعف المغناطيسي على نحو سواء في مواد ذات مغناطيسية معاكسة (CS_2 ، نتروبنزين) وفي مواد ذات مغناطيسية مسايرة (O_2). ويكون توجيه الجزيئات في الحالة الاولى بحيث يُحدث تعديلُ مسارات الالكترونات المغناطيسية المعاكسة الاكبر قيمة (الجزء السادس ، ١٤-١١). أما في الحالة الثانية ، فينبغي أن يؤخذ بعين الاعتبار التوجيه بحقل العزم المغناطيسي الدائم (الجزء السادس ، ١٤-١٢) .

إن الانكسار المضاعف المغناطيسي الذي تولده الحقول الممكنة التحقيق أضعف بكثير من الانكسار المضاعف الذي يمكن توليده بواسطة حقل كهربائي : لذلك كان ما زودنا به من معلومات عن عدم تماثل المناحي في الجزيئات قليلاً .

ولكن لنُشر الى ان عدم تماثل المناحي المغناطيسي الكبير القيمة في معظم جزيئات المواد النصفية (ميزومورفية) mésomorphe (بارا آزو كسيانيزول مثلًا) أضيف اليه عدم تماثل المناحي الضوئي ، يُكسب هذه الجزيئات انكساراً مضاعفاً عالياً علواً فريداً .

تمارين

(راجع ايضاً الجزء الرابع ، الفصل ١١)

١١ – أ تمر حزمة متوازية من ضوء مصباح بخارالصوديوم من مقطب ومن محلل لهما استقامتـا توصيل متوازيتان ، وتفصل بينهما صفيحة L من الـكالسيت ذات وجهين متوازيين ومحورها الضوئي A يوازي وجهيها . كم ينبغي ان يكون الثخن الادنى e لهذه الصفيحة حتى انه من بين الخطين D للصوديوم $\lambda \, \Delta \lambda$ اللذين طولا موجتيهما هما $5890 \text{ Å} = \lambda$ و $\lambda + d\lambda = 5896 \text{ Å}$ ، لا يخرج من المحلل سوى هذه الاخيرة وتكون شدتها عظمى ؟ ان القرينتين الاساسيتين للكالسيت هما الآتيتان في جوار الخطين D :

λ (A°) :	٥٨٧٦	٥٨٩٣
n_e :	١,٤٨٦٤٧	١,٤٨٦٤١
n_o :	١,٦٥٨٤٦	١,٦٥٨٣٦

١١ – ب يضاء موشور ولاستن بمنبع وحيد اللون من الضوء الطبيعي ، فيعطي حزمتين مستقطبتين خطياً ، واهتزازتاهما (المتساويتان في السعة) همـا متعامدتان فيما بينهما، وتتلقيان على نيكول محلّل يوجه بحيث ان الحزمتين اللتين تخرجان منه تكون لهما نفس الشدة .

١° . – يوضع بين موشور ولاستن والنيكول ، وبصورة عمودية على احدى الحزمتين صفيحة من التورمالين L ثخنها $x = 1{,}00 \text{ mm}$ ، مقطوعة قطعاً موازياً للمحور الضوئي وموجهة اولاً بحيث ان الاهتزازة التي تخترقهـا تكون موازية للمحور الضوئي ، فينبغي تدوير النيكول بزاوية قدرهـا $\alpha_c = 4^\circ 20'$ بقصد

تحقيق التساوي في شدتي الحزمتين اللتين تخترقانه . ثم تدار بعدئذ بمقدار ٩٠°
صفيحة التورمالين في مستويها، ولكي يعود تساوي الشدتين ينبغي حينئذ تدوير
النيكول بزاوية قدرها $\alpha' = 20^\circ\ 0'$ ابتداءً من سمته الاصلي .

عين عاملي الامتصاص K_o و K_e للتورمالين من اجل الشعاعين : العادي
والشاذ . بافتراض ان قرينتي البلور من اجل الشعاعة المدروسة هما $n_e = 1{,}630$
و $n_o = 1{,}640$.

٢ً . - بفضل أي ثخن x_1 يمكن لصفيحة التورمالين السابقةان تؤلف مقطباً
كافياً،اذا اشترط من اجل ذلك ان تكون شدة الشعاع العادي اصغر بـ١٠٠٠,٠
من شدة الشعاع الشاذ ؟

١١ - ج ١ً . موشور من الزجاج زاويته φ وقرينته n ، تخترقه في
وضع الانحراف الاصغر حزمة متوازية من الضوء الوحيد اللون . احسب
التضاعف الزاوي $d\delta$ للحزم الخارجة من الموشور عندما يعرض الى ضغط منتظم
P عمودي على حرفه . تطبيق عددي : $\varphi = 60^\circ$ ، $\lambda = 0{,}6\ \mu m$ ، $n = 1{,}50$ ،
$P = 100\ \hat{kg}/cm^2$.

ان ضغطاً كهذا يولد تأخراً قدره $0{,}5\ \lambda$ في ثخن من الزجاج المخترق قدره
$e = 1\ cm$. فكم يكون الفاصل بين خيالي المنبع النقطي في المستوي المحرقي
لجسمية بعدها المحرقي $f = 50\ cm$ ؟

٢ً . - نستخدم الآن مقطب فرينل الوارد في الشكل ١١ - ٢١ .
لموشوريه B و D زاوية قدرها $\varphi = 90^\circ$. ويخترق الضوء الجملة ٣ مرات . فاذا
كان الضغط على قيمته السابقة فما هو الفصل الزاوي ε للخيالين ؟

١١ - د* يراقب بين لوحين مقطبين متصالبين ، صفيحة زجاجية طولها
$2\ l = 50\ cm$ ، ومقطعهـا مستطيل عرضه $a = 2\ cm$ وثخنها $e = 0{,}5\ cm$.

تسقط على الصفيحة حزمة من الضوء وحيد اللون ، سقوطاً ناظمياً ، وتخترقهـا في استقامة اصغر بعد لها . ويوجه بُعدها الاكبر بحيث يؤلف ٤٥° مع الاهتزازة النافذة من المقطب .

ترص الصفيحة في منتصف طولها ، في ملزمة تثبت المقطع القـائم O المحدد بالقطرين الصغيرين ، وأما طرفاها فيكونان طليقين ، ويعطى لها اهتزاز طولاني بقدر نصف موجة وتكون سعة اهتزاز الطرف A هي : $s = 0{,}25$ mm .

للزجاج المستعمل عامل ينغ (الجزء ١ ، ٧–٣) يبلغ $E = 7500\,\hat{\text{kg}}/\text{mm}^2$ ، وكتلته الحجمية $\rho = 2{,}5$ g/cm³ . وهو يسلك مسلك بلورة وحيدة المحور سالبة في حالة الضغط . ويحتاج الى حمولة قدرها 21 $\hat{\text{kg}}$ بالمليمتر من عرض الصفيحة لكي يولد ، بين الاهتزازات الاساسية ، فرقاً في المسير بقـدر طول موجة λ من الضوء المستعمل .

يضاء حقل الرؤية بين O و A بطريقة الاضاءة المتقطعـــة الدورانية ، في اللحظات التي تكون فيها الصفيحة في استطالتها العظمى .

عين الابعاد عن O ، وهي x_1 ، x_2 ، ... ، x'_1 ، x'_2 ... للاهداب السوداء N والمضيئة B الملاحظة . ومثل بقيم نسبية توزع الشدة الضوئية I على الصفيحـة بدلالة x . ويمكن الرجوع عند الاقتضاء الى الفصلين ٦ و ٨ من الجزء ٣ .

١١ – ه يبلغ طول لبوسي مكثفة مستوية عائدة لخلية كر: $l = 20$ cm والبعد بينهما $e = 0{,}4$ cm . ويجعل بينهما فرق كمون $V = 10^4$ v . والسائل هو كبريت الفحم الذي تبلغ ثابتة كر فيه $C = 3{,}3.10^{-14}$ m/v² بالنسبة الى خطوط قوة الحقل الكهربائي الذي نفترضه منتظماً . احسب نسبة المحورين b/a للقطع الناقص البارز .

الفصل الثاني عشر

قدرة الدوران

أ . قدرة الدوران الطبيعي

١٢ ـ ١ . ــ ظواهر مختلفة في الاستقطاب الدوراني .

أ) عندما توضع صفيحة بلورية عمودية على محورهـــا الضوئي بين نكولين متعامدين ومضاءة بالضوء المتوازي ، فمن المعروف أن الضوء لا يعود بوجه عام إلى الظهور. وفي الحقيقة لا تكون الصفيحة في هذا المنحى ذات انكسار مضاعف بالمعنى المألوف للكلمة [1] . ومع ذلك ، فاننا اذا استعملنا ، على النحو السابق ، صفيحة من الكوارتز عمودية على محورها الضوئي وثخنها بضعة مليمترات ، فانه تحدث ظواهر جديدة .

- ه- إن الانطفاء لا يستمر بوجه عام حين يستعمل ضوء وحيد اللون ، ولكن يمكن اعادة الانطفاء بإدارة المحلل بزاوية مناسبة α . فالاهتزازة البارزة من الكوارتز هي إذن اهتزازة مستقيمة ايضاً ، ولكنها دارت حول الشعاع بزاوية تساوي α أو $\alpha + k\pi$ (k عدد صحيح) . وهذا هو مـا يكوّن **الاستقطاب الدوراني**، ويقال عن الاجسام التي تبدي هذه الظاهرة أنها تتمتع **بقدرة دوران**

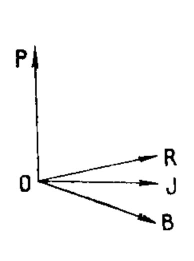
---

(١) ولكننا سنرى انهـــا تبدي ظاهرة الانكسار المضاعف الدائري (الفقرة ١٢ – ٣) .

طبيعي[١] ، أو بفعالية ضوئية .

- ه - حين يستعمل **الضوء الابيض** يكون الضوء العائد للظهور ملوناً ، ولا يختلف اللون عندما تدار الصفيحة في مستويها ، ولكنه يتغير تغيراً مستمراً حين يُدار المحلل دون ان نتمكن اطلاقاً من إحداث الانطفاء . ويعود هذا الى ان الشعاعات المختلفة المكونة للضوء الابيض تعاني دورانات مختلفة . ويتبع هذا ، أن المحلل لا يتمكن اطلاقاً من ان يطفيء غير شعاعة واحـــدة ويدع الشعاعات الاخرى تمر بشدات مختلفة ، (الشكل ١٢ - ١) .

إن ادارة صفيحة الكوارتز في مستويها لا تحدث أي تغير في الضوء النافذ ، كيفما كان الاتجـــاه النسبي للنكولـَيْن . وليس هناك شيء يشبه الخطين المعتدلين الخاصين بالانكسار المضاعف . وعندما تقلب الصفيحة رأساً على عقب ، فإن ذلك لا يغير شيئاً أيضاً من الظواهر الملاحظة .



الشكل ١٢ - ١ .
التبدد الدوراني

-د- حينما يكون سمك صفيحة الكوارتز مناسباً (٣٫٧٥ مم) ، تدور **الشعاعات الصفراء المتوسطة** ٩٠° درجة . واذا كان المحلل موازياً للمقطب ، والضوء الوارد أبيض اللون ، فانه يشاهد اللون المتمم للأصفر ، أي لون **الصبغة الحساسة** . وتمكن هذه الطريقة من التحقق من التوازي بين المحلل والمقطب .

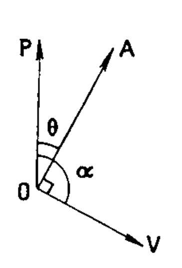
-ه- عندما يكون ثخن صفيحة الكوارتز عدة سنتمترات ، يكون هناك ، من أجل وضع معطى للمحلل ، عدد معين من الشعاعات الوحيدة اللون المنطفئة ، وهي التي تصبح الاهتزازة OV من أجلهـــا عمودية على المقطع الاصلي

(١) ان الصفة « طبيعي » تميز ظواهر قوة الدوران المغناطيسي المدروسة هنـــا (الفقرة ١٢ - ١٤) .

للمحلل OA (الشكل ١٢ - ٢) ؛ فهي إذن تحقق العلاقة :

$$\alpha - \theta = (2k + 1)\,\frac{\pi}{2} \qquad (k \text{ عدد صحيح})$$

حيث θ هي الزاوية التي يصنعها المقطب مع المحلل ؛ وتزداد زاوية الدوران α إذن بمقدار π من شعاعة الى الاخرى . وكل هذه الألوان لا تكون موجودة في الضوء البارز ، واذا كان عددها كبيراً كبراً كافياً ، حصلنا على الضوء الابيض « ذي الرتبة العليا » ، الذي يمكنه أن يعطي طيفاً مخططاً ، يمكن اسقاطه كما في حالة الاستقطاب اللوني في الضوء المتوازي (الجزء الرابع ، ١٤-٦) .



الشكل ١٢ - ٢ . الاهتزازة V بدورانها زاوية α ، يطفئها المحلل A

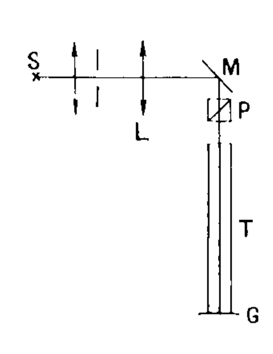
-٥- اذا ادرنا المحلل ، بينما نشاهد الطيف المخطط ، فإننا نرى الخطوط السوداء تنزاح في الطيف انزياحاً متواصلاً، وهذا ما يميز الحالة الراهنة عن حالة الاستقطاب اللوني في الضوء المتوازي .

وبعد دوران للمحلل قدره °١٨٠ درجة ، تعود الخطوط الى مواضعها الاولى نفسها .

وهناك بلورات اخرى تتمتع بقوة الدوران مثل كلورات الصوديوم $NaClO_3$.

ب) وتشاهد ظواهر مماثلة عندما نضع بين النكولين المتعامدين حوضاً يحتوي على بعض الموائع ، مثل عطر التربنتين أو محلول السكر ، الخ . . ، وكذلك بعض الابخرة (الكافور وعطر التربنتين) . ولكن هذه السوائل تحدث من اجل الثخن نفسه وطول الموجة نفسه دورانات أقل كثيراً مما تحدثه صفيحة من الكوارتز .

- ٥ - إن انتشار الضوء يمكننا من ان نظهر مباشرة دوران الاهتزازة في محلول مركز من السكر (١ غرام في ١ سنتمتر مكعب من المحلول) موجود في انبوب زجاجي رأمي T طوله متر واحد (الشكل ١٢-٣) . وترسل في الانبوب أشعة قد جعلتها العدسة L متوازية واستقطبت بالنكول P . فيرى حينئذ أثر الحزمة الضوئية في الانبوب عندما تكون الاهتزازة الضوئية عمودية على المستقيم الواصل من الانبوب الى العين ؛ ولا يُرى شيء عندما تكون الاهتزازة موازية لهذا المستقيم (انظر الفقرة ١٠-٢) .



الشكل ١٢-٣ . توضيح الاستقطاب الدوراني بفضل الانتشار

وحين يستعمل ضوء وحيد اللون على وجه التقريب ، ناتج عن وضع زجاجة حمراء ، فإنه تُرى على طول الانبوب مناطق مضاءة وأخرى مظلمة ، مما يدل على أن منحى الاهتزاز يدور حول الشعاع المنتشر . واذا أُدير النكول P ، فان النهايات العظمى والصغرى تنزاح على طول الانبوب مع بقائها متساوية الابعاد . وتُرى باستعمال الضوء الابيض ألوان تنزاح كذلك على طول الانبوب عندما يُدار النكول .

- ٥ - يمكن الاستعاضة عن الانبوب باسطوانة من الكوارتز «المدخّن» (الذي يحتوي على جسيمات صغيرة ناثرة) طولها بضع سنتمترات .

١٢ - ٢ . — قدرة الدوران :

أ) تتناسب زاوية الدوران α من أجل طول موجة معين ، مع الثخن l الذي يخترقه من الجسم الفعال ضوئياً .

وتميّز الفعالية الضوئية من اجل البلورات في الغالب بما تحدثه واحدة الطول

من دوران ، أي :

$$\alpha_0 = \frac{\alpha}{l} \qquad [١٢،١]$$

وتسمى α_0 **قدرة الدوران** ؛ وتقدّر عادة بالدرجات في المليمتر .

وفي حالة السوائل النقية، تُنسب قدرةالدوران الى كتلة ثابتة بكتابة مايلي:

$$[\alpha] = \frac{\alpha}{l\rho} \qquad [١٢،٢]$$

حيث يدل ρ على الكتلة الحجمية . وتسمى $[\alpha]$ **قدرة الدوران النوعي** .

–٥– يمكن التحقق بسهولة من تناسب α مع الثخن l ، باستعمال سائل (عطر التربنتين مثلاً) موجود في أنبوب اسطواني مدرج (الشكل ١٢ – ٤) .

ويعطي الجدول ١٢ ١ أمثلة على قيم $[\alpha]$ مقدرة بواحدات الجملة MKS (درجـــة متر مربع/ كغ) . ولكنها ترى في الغالب مقدّرةبواحدات CGS؛ فتكون حينئذ أكبر بمقـدار ١٠ مرات . وتدل التجربة على أن أن هذه القيم لا تتوقف على الحالة الفيزيائية للمـادة وعلى درجة الحرارة إلا قليلاً .

أما في المحاليل فتتوقف α على التركيز (الفقرة ١٢ – ٧) .

P G A l

الشكل ١٢ – ٤ . التحقق من تناسب α مع l . (ينبغي ان تكون الزجاجة G خالية من الانكسار المضاعف)

ب) يتغير الدوران بتغير طول الموجة ، كما وجدنا في الفقرة ١٢ – ١ أ ؛ وهذه هي ظاهر **التبدد الدوراني** . ويزداد الدوران من الاحمر الى البنفسجي في حالة الاجسام الفعالة الشفافة .

الجدول ١٢ - ١

قدرة الدوران النوعية [α] لمواد سائلة مختلفة من أجل الخط الطيفي D

المادة	الحالة	درجة الحرارة °C ، °م	[α]
الكافور	بخار	٢٢٠	٠٫٧٠٣
—	سائل	٢٠٤	٠٫٧٠٣
ليمونين	سائل	٢٠	١٫٢٦
منتول	سائل	٣٥	−٠٫٤٩٧
—	—	٤٥	−٠٫٤٩٨

د) يمكن أن يحدث دوران الاهتزازة الضوئية α في اتجاهين : فاذا حدث في اتجاه دوران عقارب الساعة من أجل مشاهد يستقبل الحزمة الضوئية ، قيل عن الجسم الفعال ضوئياً أنه يميني ، وقد اصطلح أن تعدّ قدرة دورانه موجبة ؛ واذا حدث الدوران في الاتجاه المعاكس للاتجاه السابق، قيل إن الجسم **يساري** وكانت قدرة دورانه سالبة .

إن قياساً واحداً للدوران الذي تحدثه مادة ما لا يمكّن من التمييز بين دوران قدره α أو دوران قدره $k\pi + \alpha$ أو دوران قدره $k\pi - \alpha$ في الاتجاه المعاكس . ولكن إذا أجريت قياسات من أجل ثخانات مختلفة ، فإنه يمكن حينئذ إزالة الشك بتطبيق قانون التناسب مع الثخن .

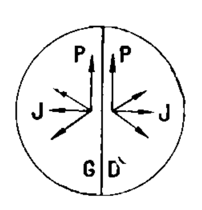
١٢ - ٣ . — الاجسام اليمينية والاجسام اليسارية .

أ) هناك عينات من الكوارتز يمينية وأخرى يسارية؛ولقدرة دورانها القيمة المطلقة نفسها . وكذلك ، فقد عُرف أن هناك من أجل معظم الاجسام الفعالة في حالة السائل أو في حالة المحلول نوعين لها ، في شروط القياس نفسها ، قدرتا

دوران متساويتان ، ولكن من إشارتين متعاكستين : ويسمى هذان النوعان بالنقيضين او **بالضدين الضوئيين** .

ب) إذا وضعت صفيحتان من الكوارتز إحداهما بجانب الاخرى ، وكان ثخن كل منهما ٣,٧٥ مم وكانت إحداهما يمينية والاخرى يسارية ، فاننا نحصل على ما يسمى **ثنائي الكوارتز** ، الذي يسمح بكشف دورانات صغيرة جداً .

-٥- اذا كانت اهتزازة المحلل موازية لاهتزازة المقطب P ، (الشكل ١٢-٥) ، فانه يُرى لون الصبغة الحساسة في كلا شطري الصفيحة الثنائية . وإذا دار المحلل قليلاً في الاتجاه اليميني ، يتحول لون الصبغة الىالازرق على اليسار والى الاحمر على اليمين.



الشكل ١٢ - ٥ . الاهتزازات البارزة من ثنائي الكوارتز

ج) عند مشاهدة الطيوف المخططة (الفقرة ١٢-١) لندُر المحلل في اتجاه دوران عقارب الساعة . فاذا كان الكوارتز يمينياً ، فان الشعاعات ذات الاطوال الموجية الاقصر فالأقصر تنطفيء على التعاقب ، وذلك نتيجــة للتبدد الدوراني : فالخطوط تنزاح إذن نحو البنفسجي. وهذه هي إحدى الوسائل لتعيين إشارة الكوارتز .

١٢ - ٤ . نظرية فرينل والانكسار المضاعف الدائري :

لقد افترض فرينيل ، في سبيل تفسير دوران الاهتزاز الضوئي ، أن الموجة المستوية المستقطبة استقطاباً مستقيماً تتحلل ، عندما تنتشر في وسط فعال ، الى موجتين مستقطبتين استقطاباً دائرياً في اتجاهين متعاكسين ، يمكنهما أن تنتشرا دون تغيير في شكلها ولكن بسرعتين مختلفتين ؛ وتسمى هذه الظاهرة **الانكسار المضاعف الدائري** .

ليكن OV منحى الاهتزازة المستقيمة الواردة (الشكل ١٢ - ٦ a) ،

ولتكن s_m سعتها ؛ إنهـــا تكافيء مجموعة اهتزازتين دائريتين OD و OQ متعاكستين جهة ومتساويتين في الدور وفي السعة التي تساوي $\frac{s_m}{2}$ ؛ ومحصلة هاتين الاهتزازتين هي في الحقيقة مماثلة للاهتزازة الاولية وتتجه وفق الشعاع OV، الذي يلتقي عليه دائماً المتجهان الدائران . ويترجم هـــذا التكافؤ الحركي بالعلاقات التالية التي تعطي مركبات الاهتزازات وفق المحورين Ox و Oy ؛ المستقيمة :

$$x = s_m \cos \omega t$$

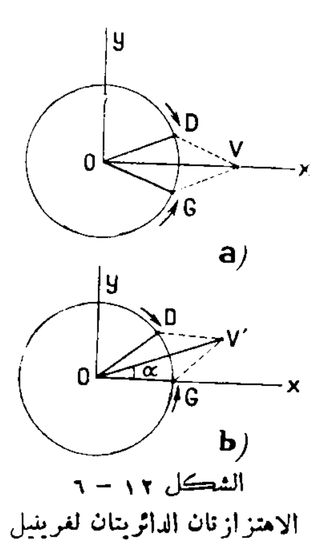
الدائرية اليمينية :

$$y = -\frac{s_m}{2} \sin \omega t \quad , \quad x = \frac{s_m}{2} \cos \omega t$$

الدائرة اليسارية :

$$y = \frac{s_m}{2} \sin \omega t \quad , \quad x = \frac{s_m}{2} \cos \omega t$$

لنفترض الان ان الاهتزازة OG مثلاً ، تنتشر بسرعـة أكبر من سرعة الاهتزازة OD بحيث تكون القرينة n_g المعرفة حسب العادة بأنها نسبة السرعة في الخلاء الى السرعـة في المادة ، أصغر من القرينة n_d ، فالموجة المنتشرة OG تستغرق في اختراقهـــا الثخن l من الجسم زمناً أقل من الزمن الذي تستغرقه الموجة المنتشرة OD : وحين البروز، عندما تنطبق OG على OV (الشكل ١٢ — ٦ b) ، لا تكون OD قد وصلت بعد إلى OV ، ويتلاقى المتجهان الآن على OV′ ، المنصف للزاوية $\widehat{DOG}$. ويـكون دوران



الشكل ١٢ — ٦
الاهتزازتان الدائريتان لفرينيل

الاهتزاز الناجم عن اختراق الجسم الفعال مساوياً :

$$\alpha = \widehat{VOV'} = \frac{1}{2}\ \widehat{DOG}$$

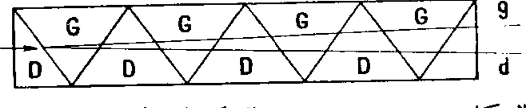
ولكن الزاوية $\widehat{DOG}$ هي فرق الطور المقابل لفرق المسير $\delta = (n_d - n_g)\ l$ ؛ ويكون لدينا $\widehat{DOG} = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$ ، ويتبع هذا ان الدوران ، وهو يساري أي في اتجاه الاهتزازة الدائرية الاسرع ، تكون له العبارة التالية :

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda}\ (n_d - n_g)\ l \qquad [٣،١٢]$$

أي انه يتناسب طرداً مع l كما تدل التجربة على ذلك .

ب) إن تكافؤ فرينيل يقابل حقيقة فيزيائية . فاذا سلمنا بأن الموجتين المنكسرتين المستقطبتين استقطاباً دائرياً نحصل عليهما بإنشاء هويغنس (الجزء الرابع ، ٢ - ٤) ، فالكوارتز مثلاً ، وهو ذو قرينتين مختلفتين بالنسبة لهاتين الموجتين ، ينبغي أن يحدث فيه انكسار مضاعف حتى في منحى المحور الضوئي كما ينبغي ان يكون الشعاعان المنكسران على هذا النحو مستقطبين استقطاباً دائرياً .

–٥– وهذا هو ماتحقق منه فرينيل باستعمال سلسلة من مواشير الكوارتز اليميني فاليساري بالتناوب، تؤلف صفيحة متوازية الوجهين (الشكل ١٢–٧). وتكون



الشكل ١٢–٧.– توضيح الانكسار المضاعف الدائري

مستوياتها المنصفة عمودية على المحور الضوئي، باستثناء الموشورين في الطرفين حيث يكون المحور الضوئي عمودياً على وجه الدخول أو الخروج . إن للضوء الدائري اليميني ، كما رأينا ، قرينة تكون في الموشير اليمينية D أكبر منها في المواشير

اليسارية G ؛ وينبغي ان ينحرف الشعاع العائد لذلك الضوء نحو قاعدة المواشير D . أما شعاع الضوء الدائري اليساري فينبغي أن ينحرف في الاتجاه المعاكس. وقد تبين أن الامر كذلك : إذ اننا نحصل على شعاعين بارزين مستقطبين دائرياً، مما يمكن التحقق منه بواسطة محلل دائري (الفقرة ٧-٥) .

إذا استعمل موشور من الكوارتز وحيد ، زاويته ٦٠° درجة (محوره الضوئي عمودي على المستوى المنصف لزاويته) ، فإن الشعاعين البارزين يصنعان زاوية مقدارها ٢٧″ ثانية . ويمكن أن يكون هذا مضايقاً حين يستعمل في التصوير الطيفي ؛ ويعالج هذا الأمر ، كما بيّن كورنو Cornu ، باستعمال مجموعة موشورين زاوية كل منهما ٣٠° درجة ، متناظرين ومتلاصقين ، أحدهما يميني والآخر يساري (الشكل ١٢ ٨) .

60°
D G

الشكل ١٢-٨
موشور كورنو

-٥- يمكن إعادة تجربة الشكل ١٢ - ٧ ، بأن يستعاض عن سلسلة المواشير بحوضٍ طويل ذي وجهين متوازيين ، مقسّم بألواح زجاجية إلى أقسام لها الاشكال نفسها التي للمواشير . وتملأ هذه الأقسام على التناوب بسائلين يميني ويساري ، قرينتاهما متقاربتان (محلول السكروز ومحلول الليفولوز مثلاً) .

١٢ ـ ٥ . ـــ التبدد الدوراني .

أ) إن قوة دوران الكوارتز في الطيف المرئي تتناسب ، بتقريبٍ أولي ، عكساً مع مربع طول الموجة :

$$\alpha_0 \simeq \frac{A}{\lambda^2} \qquad [١٢،٤]$$

حيث A هي مقدار ثابت . وتعبر هذه الصيغة عن قانون بيو الخاص بالتبدد

الدوراني . فالدوران الذي تحدثه صفيحة معطاة في حالة الضوء البنفسجي يساوي إذن تقريباً ثلاثة أضعاف الدوران في حالة الضوء الأحمر . والأعداد التالية تعطي فكرة عن مدى دقة قانون بيو في حالة الكوارتز .

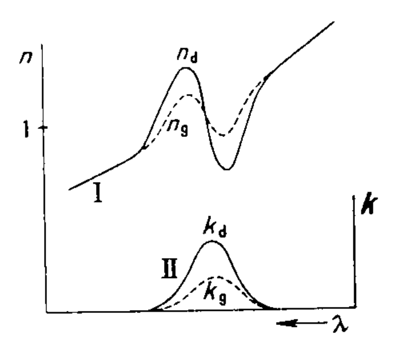
λ (Å)	4 341	5 833	6 870
α_0 dg/mm)	42,60	21,75	15,75
$\alpha_0 \times \lambda^2 \times 10^{-8}$	8,02	7,42	7,43

وهناك قانون مماثل تتبعه مواد عديدة شفافة [١] . وينجم عن هذا التغير السريع ، أن تتابع الألوان ، التي تشاهد عندما يتزايد ثخن صفيحة من الكوارتز العمودية على محورها ، لا يكون مماثلاً لما هو عليه في سلم نيوتن للألوان (الجزء الرابع ، ١٢ – ١٨). فهذا السلم يوافق ، ما بين نكولين متعامدين ، التابع $\int \sin^2 \frac{\pi \delta}{\lambda} d\lambda$ معمماً على الطيف المرئي ، حيث δ = ثابت . أما الشدة العائدة للاستقطاب الدوراني، في الشروط نفسها ،فتمثل بالعبارة $\int \sin^2 \frac{A l}{\lambda^2} d\lambda$ وهي مختلفة تمام الاختلاف .

ب) وقد تبين أن التبدد الدوراني ، في مناطق الامتصاص ، يكون له غالباً المظهر الذي تبديه كبريتات النكل في جوار ١,١ مكرون ، (الشكل ١٢ – ١٣) : فالدوران يزداد (بالقيمة المطلقة) بأسرع مما تدل الصيغة

(١) لقد اتفق ، بوجه خاص ، أن التبدد الدوراني لمختلف أنواع السكر يساوي التبدد الدوراني للكوارتز . وينتج من ذلك أن من الممكن ، باستعمال الضوء الابيض ، أن يكافأ الدوران الذي يحدثه محلول سكري بأن يطبق فوقه سمك معين من الكوارتز العمودي على المحور . ويمكن تحقيق سمك متغير بتكوين صفيحة مكافئة من موشورين زاويتاهما متساويتان ويمكن لأحدهما أن ينزلق على الآخر (مكافىء سولي Soleil) . إن الأجهزة التي تستخدم هذا المبدأ لمعايرة السكريات (مقاييس السكر) لم تعد تستعمل اطلاقاً .

[١٢، ٤] ، وذلك في جانب العصابـــة الواقعة في ناحية الأطوال الموجية الكبيرة ، ثم يتناقص الدوران ويغير إشارته عرضاً ويمر بنهاية جديدة . وتفسر هذه التغيرات تفسيراً مباشراً بتذكرنا أن قدرة الدوران سببها استقطاب دائري وبتسليمنا بأن منحنيات التبدد بالنسبة الى الشعاعين الدائريين [1] تتبع قانوناً مماثلاً لقانون الفقرة ٩ — ١٢ ، ولكن بنهايات عظمى ذات قيم مختلفة (المنحنيات I ، الشكل ١٢ - ٩) . ونجد بذلك من أجل الفرق $|n_d - n_g|$ ، وبالتالي من أجل [α] منحنياً له الشكل الذي تعطيه التجربة .



الشكل ١٢-٩. تبدد وامتصاص مختلفان من أجل المركبتين اليمينية واليسارية .

ج) وفي خارج مناطق الامتصاص، ينبغي بالاستناد على ما سبق ، أن تتغير قرينتا الشعاعين الدائريين ، اللذين يمكن للوسط الفعال أن يصدرهما دون تغيير في الشكل ، تغيراً يتبع صيغة سلماير (الفقرة ، ٩ - ٥) . فالتبدد الدوراني لجسم غير ملوّن ينبغي أن يكون بالإمكان تمثيله ، في مجال الطيف المرئي . بالفرق بين حدّين على الشكل التالي :

$$n_d^2 = n_{d\infty}^2 + \sum_d \frac{D_d}{\lambda^2 - \lambda_d^2}$$

حيث يشير الدليل d الى الاشعة اليمينية . وتبين التجربة أن قدرة الدوران لاتتأثر بعصائب الامتصاص في ما تحت الاحمر (الشكل ١٢ ١٠) ، وتتنبأ النظرية (الفقرة ١٢ - ١٣) بأن الدوران ينبغي أن ينعدم عندما يزداد الطول الموجي ازدياداً لا نهائياً ؛ فينبغي إذن أن نسلم في النهاية بأن n_∞ لها القيمة نفسها

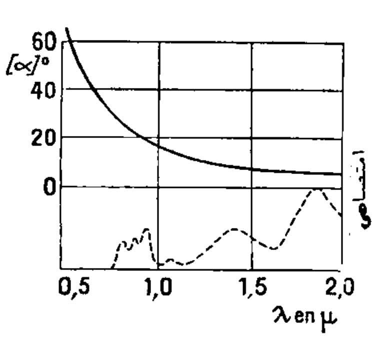
(١) أي الاهتزازتين الدائريتين (المترجم) .

من أجل الشعاعين الدائريين . ويكون لدينا حينئذ :

$$n_d^2 - n_g^2 \simeq 2\, n_0\, (n_d - n_g) = \sum_d \frac{D_d - D_g}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

وذلك بتسليمنا بأن الأطوال الموجية الخاصة هي نفسها من أجل الشعاعين ؛ وبالتالي ، تكون لقوة الدوران الصيغة التالية :

$$\alpha = \sum_i \frac{A_i}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \qquad [٥،١٢]$$



الشكل ١٢–١٠ . قوة الدوران النوعية والامتصاص في ما تحت الاحمر (البينين Pinène)[١]

وهذه الصيغة ، التي تنسب الى درود Drude ، تؤول الى صيغة بيو [٤،١٢] عندما تكون λ_i مهملة بالنسبة الى λ . وفي الحقيقة ، لا يدخل في الحساب ، كما رأينا منذ قليل ، إلا الأطوال الموجية الخاصة الالكترونية . الواقعة في ما فوق البنفسجي من أجل الاجسام الشفافة . ولكن ، كما في حالة الانكسار (الفقرة ٩ - ٩) ، هناك بعض الارتياب في اختيار عدد الحدود وقيم λ_i . وهكذا ، فإن التبدد الدوراني للكوارتز يمكن تمثيله تمثيلاً حسناً فيما بين ٠،٢٣ و ٠،٨ مكرون بإحدى الصيغتين التاليتين :

$$\alpha_0 = (n_0 + 2)\, \frac{1{,}656}{\lambda^2 - 0{,}01325} \quad \text{(صالحة بدءاً من ٠،٢ مكرون)}$$

$$\alpha_0 = \frac{9{,}5639}{\lambda^2 - 0{,}01275} - \frac{2{,}3113}{\lambda^2 - 0{,}000974} - 0{,}1905 \quad \text{(صالحة حتى ٣ مكرون)}$$

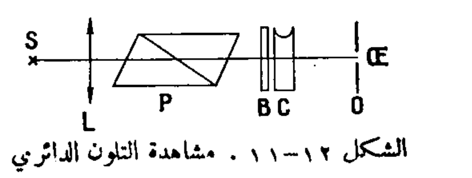
حيث α_0 هي مقدرة بالدرجات/مم وحيث يدل n_0 على القرينة العادية .

(١) البينين من الفحوم الهدروجينية الدورية وهو المكون الاساسي للتربنتين .

١٢ ـ ٦ . ـــ التلون الدائري :

أ) إن الفروق في القيم بين شذوذات الانكسار ينبغي ، وفقاً للعلاقات العامة في الفقرة ٩ـ ١٢ ، أن تقابل فروقاً في قيم الامتصاص من اجل الشعاعين الدائريين اليميني واليساري (المنحنيان II ، الشكل ١٢- ٩) . وهـذا ما تبينه التجربة التالية الشبيهة بتجربة الفقرة ١١- ٩ .

ـ٥ـ المنبـع S في الشكل ١٢ـ١١ هو مصباح بخار الصوديوم الذي تكوّن له العدسة L خيالا على الحظار O . وتخترق الحزمة مقطباً P ثم صفيحة ثنائية B مكونة من صفيحتين ربـع موجيتين خطوطها المعتدلة متعامدة ومتجهة باتجاهات تصنع ٤٥° مع منحى الاهتزازة التي يولدها P . فيبرز من أحد شطريْ الصفيحة الثنائية ضوء دائري يميني ومن الشطر الآخر ضوء يساري . فالعين الواقعة خلف O والمطابقة على B من خلال الحوض C الذي يحتوي على المحلول الماص[1] ترى شطري الصفيحة الثنائية مختلفين إضاءة . فهناك إذن **تلون دائري** (انظر الفقرة ١١ ـ ٩ ب) . وحين يدار المقطب بمقدار ٩٠° درجة ، يتبادل الشطران استنارتيها .



الشكل ١٢ـ١١ . مشاهدة التلون الدائري

ينبغي اذن كتابة سعتي الاهتزازتين الدائريتين ، بعد اختراق ثخن l من وسطٍ يتمتع بالتلون الدائري ، كما يلي :

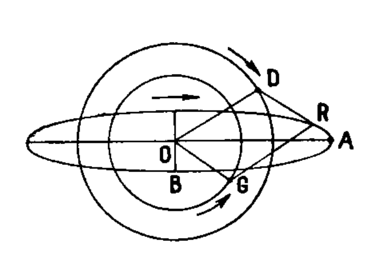
---

(١) لتحضير هـذا المحلول ، يمزج محلولان مركزان وحاران ، يحتوي احدهما على ١٠ غرامات من طرطرات البوتاسيوم المعتدلة ، ويحتوي الاخر على ٠,٧٥ غرام من بكرومات البوتاسيوم . ويتحول اللون الى الاخضر . وبعـــد بضع ساعات ، يسخن السائل حتى الغليان . وبعد التبريد ، يمدد الى ١٠٠ سم٣ ، ويشاهد بسمك مقداره سنتمتر واحد .

$$E'_d = E_d \exp\left(-\frac{2\pi k_g l}{\lambda}\right) \text{ و } E'_d = E_d \exp\left(-\frac{2\pi k_d l}{\lambda}\right) \quad [٦،١٢]$$

وتكون لمعاملي الامتصاص k_d و k_g قيمتان مختلفتان . ولكن الفرق $|k_d - k_g|$ ، بخلاف ما عليه الامر في التلون المستقيم (الفقرة ١١-٩) ، لا يتجاوز بضعة أعشار أبداً ؛ فهو على درجة كبيرة من الصغر بحيث لا يمكّن من صنع مقطبات دائرية على أساس من الامتصاص الكلي لأحد الشعاعين وإنفاذ كافٍ من الآخر .

ب) عندما تدخل اهتزازة مستقيمة وسطاً يتمتع بالتلوّن الدائري ، فإنها لا تدور فحسب كما تفعل في وسط فعّال شفاف ؛ بل تتحول الى اهتزازة إهليلجية .



الشكل ١٢-١٢ .- تركيب اهتزازتين دائريتين ذواتي سعتين غير متساويتين

لنعتبر الشكل ١٢-٦ ، ولكن بسعتين غير متساويتين (الشكل ١٢ - ١٢) . إن المتجهين OD و OG ، اللذيْن محصلتهما هي OR ، يتلاقيان وفق OA عندما يكون لهما الاتجاه نفسه ، ويكون لدينا OA=OD+OG . ويكونان في اتجاهين متعاكسين في المنحى العمودي على OA ، ويكون لدينا حينئذ OB = OD − OG . أما OA و OB فهما على الترتيب طولا المحور الكبير والمحور الصغير للقطع الناقص الذي هو المحل الهندسي لـ R . ويرتسم هذا القطع في جهة الاهتزازة الدائرية الاقل امتصاصاً . ويصنع محوره الكبير زاوية α مع المنحى O V للاهتزازة المستقيمة الواردة .

وباعتبار العلاقة [٦،١٢] ، تكون النسبة بين المحورين مساوية :

$$\frac{OB}{OA} = \frac{OD - OG}{OD + OG} = \frac{E'_d - E'_g}{E'_d + E'_g}$$

$$= \frac{\exp\left(-\frac{2\pi k_d l}{\lambda}\right) - \exp\left(-\frac{2\pi k_g l}{\lambda}\right)}{\exp\left(-\frac{2\pi k_d l}{\lambda}\right) + \exp\left(-\frac{2\pi k_g l}{\lambda}\right)} =$$

$$= \frac{1 - \exp\left[-2\pi\frac{(k_d - k_g)}{\lambda} l\right]}{1 + \exp\left[-2\pi\frac{(k_d - k_g)}{\lambda} l\right]}$$

فيمكن اذن تعيين الفرق $k_d - k_g$ بقياس النسبة $\operatorname{tg}\varphi = \frac{OB}{OA}$ ، وهو ما يتم بطريقة الصفيحة ربع الموجية ، مثلاً ، (الفقرة ٧ - ٦) . ولما كان الفرق المطلوب دائماً صغيراً جداً ، فإنه يمكن الاستعاضة عن المقادير الأسية بالحدين الاولين لمنشورهما على شكل سلسلة ، فنكتب :

$$\operatorname{tg}\varphi \simeq \varphi = \pi\frac{(k_d - k_g)}{\lambda} l \qquad [٧،١٢]$$

فالزاوية φ تعطى اذن بصيغة شبيهة بصيغة زاوية الدوران α .

وتؤلف مجموعة ظواهر التلون الدائري والتبدد الدوراني الشاذ في مناطق الامتصاص ما يسمى **فعل كوتون** .

ويبين الشكل ١٢ – ١٣ المنحنيين اللذين يعطيان الزاويتين α_0 و φ_0 بدلالة الطول الموجي من بداية ما فوق البنفسجي حتى بداية ما تحت الاحمر ، من أجل بلورة فعالة : $Ni\,SO_4 , 6H_2O$.

١٢ ـ ٧ . — قدرة دوران المزيج . المعايرات الاستقطابية :

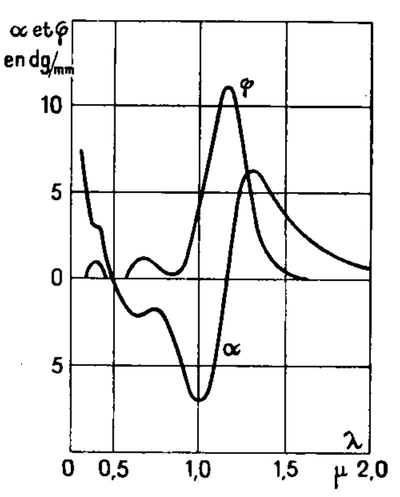
أ) ليكن τ_1 عيار مادة فعالة ضوئياً مذابة في مذيب غير فعال . فيكون

لدينا (الجزء الثاني ١٥-٢) :



$$\tau_1 = \frac{m_1}{m}$$

حيث يدل m على كتلة المحلول الذي يحتوي على الكتلة m_1 من الجسم الفعال . ولا يتوقف τ_1 على درجة الحرارة . فاذا كانت الكتلة الحجمية للمحلول تساوي ρ ، في درجة حرارة معينة ، فإن كتلة المادة الفعالة الموجودة في واحدة الحجم ، أي التركيز الحجمي ، تساوي $\rho\,\tau_1 = c$.
وتدل التجربة على أن الدوران الذي يحدثه طول l من المحلول له الصيغة التالية :



الشكل ١٢-١٣ . المقارنة بين المنحنيين $[\alpha] = f(\lambda)$ و $\varphi = f(\lambda)$ من أجل البلورة $NiSO_4, 6H_2O$

$$\alpha = [\alpha]\,\tau_1\,\rho\,l = [\alpha]\,cl \qquad [٨،١٢]$$

وتعبر هذه الصيغة عن قانون بيو الخاص بالمحاليل . ويدل $[\alpha]$ ، المستقل عن l ، على قدرة الدوران النوعية للمادة في المحلول. فاذا جعلنا $\tau_1 = 1$ ، حصلنا على العبارة [٢،١٢] الخاصة بالمادة النقية .

إن الصيغة [٨،١٢] هي الاساس في المعايرات الاستقطابية . فهي تمكّن من تعيين c بقياس α و l ، فيما اذا كانت قدرة الدوران النوعي مستقلة عن c وعن طبيعة المذيب ، وهو ما على التجربة أن تبت فيه .

إن أكثر التطبيقات أهمية هي معايرة السكريات . لقد تبين بالفعل أن تغيرات $[\alpha]$ مع c من اجل محاليل السكروز في الماء لا تتعدى ٠،١٥٪ . ويمكن ايضاً أن تؤخذ هذه التغيرات الضئيلة بعين الاعتبار باستعمال صيغة تجريبية .

وتسمى النسبة المئوية التقريبية لكتلة السكروز التي يحتوي عليها جسم سكري (عصير الشمندر مثلًا) ، عدد **الدرجات السكرية** ، وهي نسبة تُستنتج من قياس استقطابي يتم على محلول مائي من ذلك الجسم بإهمال تغيرات $[\alpha]$ مع c .

فمن أجل « شحنة نموذجية » اصطلاحية مقدارها ٢٦ غراماً من الجسم المذاب في ١٠٠ سم^٣ من المحلول ، ومن أجل طولٍ لأنبوب الاستقطاب $l = 20$ cm ، يكون الدوران الحادث في الدرجة ٢٠° م ، في حالة خط الصوديوم الاصفر ، مساوياً من أجل كل درجة سكرية :

$$66{,}39 \times \frac{1}{100} \times \frac{26}{100} \times 20 \simeq 0°{,}346$$

وتكون بعض مقاييس الاستقطاب مدرّجة بالدرجات السكرية ، الصالحة في شروط استعمال معينة .

ولكن هناك حالات لا يصح فيها قانون بيو حتى ولا بتقريبٍ أولي ، بل إن تغيرات طبيعة المذيب وتغيرات التركيز تسبب تعديلات كبيرة في قيمة $[\alpha]$. وهذا ما يحدث في حالة حمض الطرطريك مثلًا . فينبغي أن نسلّم حينئذ بأن المزيج يسبب تغييرات هامة في بنية الجزيئات الفعالة بالتفكك وبالتجمع وبتكوين روابط هدروجينية .

ب) إذا كان لدينا مزيج من مادتين فعالتين ، فان مجموع عياريها τ_1 و τ_2 يساوي الواحد ؛ ونجد ، في ظل التحفظات السابقة ، أن قانون بيو يصح أيضاً في عددٍ من الحالات وأن للدوران العبارة التالية :

$$\alpha = \rho\, l \,\{[\alpha_1]\, \tau_1 + [\alpha_2]\, (1 - \tau_1)\}$$

ويكون الدوران مقاساً بالنسبة لواحدة الطول وواحدة الكتلة من مجموعة المادتين الفعالتين ، مساوياً :

$$[\alpha] = [\alpha_1]\,\tau_1 + [\alpha_2]\,(1 - \tau_1) =$$
$$= [\alpha_2] + \tau_1\,([\alpha_1] - [\alpha_2]) \qquad [٩،١٢]$$

فقوة الدوران النوعية لمزيج من جسمين فعالين هي إذن تابع خطي لعيار أحدهما . ويمكّن قياس الدوران α و ρ و l من حساب τ_1 و τ_2 ، شريطة أن تكون $[\alpha_1]$ و $[\alpha_2]$ معروفتين وثابتتين .

ج) إن مزيجاً من مادتين فعاليتين مذابتين في مذيب غير فعال ، يحتوي على مجهولين هما العياران τ_1 و τ_2 للمادتين ، إذ لا تعود لدينا في هـذه المرة المساواة $\tau_1 + \tau_2 = 1$. ونحصل على معـادلتين شبيهتين بالمعـادلة [٩،١٢] ، (ومنها نستخرج τ_1 و τ_2) ، باجراء قياسات الدوران النوعي $[\alpha]$ للمزيـج من أجـل شعاعتين ، أي :

$$[\alpha] = [\alpha_1]\,\tau_1 + [\alpha_2]\,\tau_2$$
$$[\alpha'] = [\alpha'_1]\,\tau_1 + [\alpha'_2]\,\tau_2 \qquad [١٠،١٢]$$

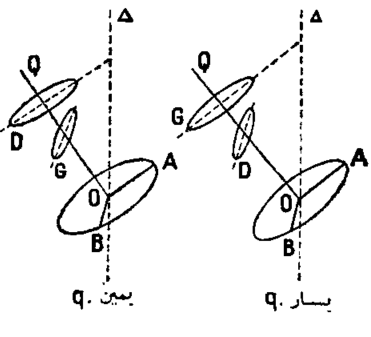
وليست هاتان المعادلتان مختلفتين عملياً ، لذلك لا تكون المعايرة دقيقة إلا إذا كانت النسبتان $\frac{[\alpha_1]}{[\alpha'_1]}$ و $\frac{[\alpha_2]}{[\alpha'_2]}$ مختلفتين اختلافاً واضحـاً ، أي إلا اذا كان التبددان الدورانيان للجسمين الفعالين مختلفين اختلافاً كافياً (أي أن يكون أحدهمـا على الاقل غير خاضع لقانون بيو [٤،١٢] ، وليست هـذه هي حالة مختلف السكريات ،ولكنها حالة مادة البينين pinéne المكونة لعطور التربنتين . فكل الاجزاء التي نحصل عليها بتقطير أحد هذه العطور ، مهما كان منشؤها ، هي مزيج من مركبين : بينين α اليميني ، وبينين β اليساري . والتحليل الاستقطابي لعياريها ، الذي يتم بتطبيق العلاقتين [١٠،١٢] ، أصح بكثير من التحليل الكيميائي في هذه الحالة .

١٢ ـ ٨ . ـــ انتشار الضوء في البلورات الفعالة ضوئياً :

إن البلورات التي تتمتع بقوة الدوران يمكن ان تكون مكعبية أو وحيدة المحور أو ثنائية المحور .

أ) تدل التجربة على ان قوة الدوران في البلورات المكعبية الفعالة ضوئياً ، مثل بلورات كلورات الصوديوم ، واحدة في كل المناحي كما هو الحال في الموائع ولما كانت هذه البلورات ليست ذات انكسار مضاعف، فان سطح الموجة وسطح القرائن (الجزء الرابع ، ١١ ـ ٢) يتكونان من كرتين متحدتي المركز ، تقابلان الاهتزازتين الدائريتين .

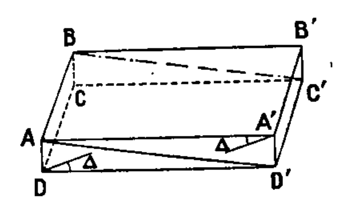
ب) أما في البلورات الاحادية المحور كالكوارتز وطرطرات الروبيديوم وكبريتات الاستركنين ، فان الانكسار المضاعف العادي يعقّد الظواهر . ففي منحى المحور الضوئي، حيث ينعدم هذا الانكسار المضاعف ، يفسّر الانكسارُ المضاعف الدائري الاستقطاب الدوراني . ولكن لانكاد نبتعد عن هذا المنحى حتي يظهر الانكسار المضاعف العادي ويتركب مع قوة الدوران . وينجم عن ذلك انه في منحى مائل على المحور الضوئي ، لاتكون الاهتزازتان اللتان تنتشران دونما تغيير في شكلها ولكن بقرينتين مختلفتين، لاتكونان دائريتين ، كما ينبغي أن تكونا في منحى المحور الضوئي ، ولا مستقيمتين ، كما ينبغي في بلورة غيرفعالة (الجزء الرابع ١١ – ١) . بل تكونان إهليلجيتين . أما مناحي المحاور الكبيرة في القطوع الناقصة التي يمكنها أن تنتشر دونما تغيير في شكلها



الشكل ١٢ – ١٤ .
الاهتزازات الاهليلجية المنتشرة دونما تغيير في شكلها وفق منحى مائل على المحور الضوئي .

وفق منحى معطى OQ ، (الشكل ١٢ – ١٤) ، فاننا نحصل عليها كمناحي الاهتزازات المستقيمة في بلورة غير فعالة : وتكون موازية للمنحيين OA و OB، منحيي محوري القطع الناقص الناشيء عن تقاطع إهليلج القرائن الجسم مع مستو عمودي على O Q (الجزء الرابع ، ١١ – ١٠) .

– ٥ – يمكن التحقق من هذه الاقوال بتجربة شبيهة بتجربة الشكل ١٢ – ٧ . يخترق الضوء ناظمياً الوجه ABCD (الشكل ١٢–١٥) لمتوازي المستطيلات القائم المكون من موشورين من الكوارتز اليميني واليساري ، ملتصقين وفق وجهيها الوتري . ويقع المحور الضوئي Δ للموشور الاول في الوجه DCC′D′ ويصنع زاوية مقدارها نحو ٩١٠ مع الحرف DD′ . أما المحور Δ′ للموشور الثاني فيصنع الزاوية نفسها مع الحرف AA′ ،

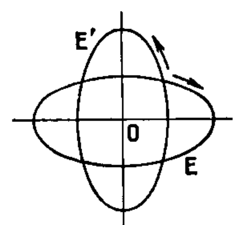


الشكل ١٢–١٥ .– التحقق من الانكسار المضاعف الاهليلجي

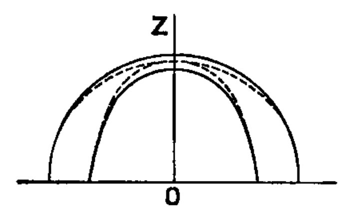
ولكنه يقع في المستوى ADD′A′ .ويرى ، بالرجوع الى الشكل ١٢–١٤ ، انه اذا كان الموشور الاول يمينياً ، فان الاهتزازة الاهليلجية اليمينية ، وهي الاسرع والتي يتجه محورها الكبير وفق DC مرتسم Δ على مستوى الوجه ، تصبح في الموشور الثاني . الاهتزازة الابطأ مع احتفاظ محورها بمنحاه نفسه في الفراغ ، لكنه يكون الآن عمودياً على مستوي الموجة. أما قرينة الاهتزازة اليسارية ، التي هي القرينة الكبرى في الموشور الاول ، فتصبح القرينة الصغرى في الموشور الثاني . ونتيجة لذلك ، يبرز من الوجه A′B C′D′ شعاعان في منحيين مختلفين اختلافاً قليلا، ويمكن التحقق من انها مستقطبان استقطاباً اهليلجياً .

ويكون الدوران على الاهتزازتين الاهليلجيتين في اتجاهين متعاكسين ويكون لهما الشكل نفسه (الشكل ١٢ – ١٦) . أما النسبة بين محوريهما التي تساوي الواحد عندما تنتشران في منحى المحور الضوئي ، فإنهـا تنقص بسرعة عندما تبتعدان عن هذا المنحى . ولكن القياسات التي أجريت على الكوارتز مثلاً ، أظهرت أن الاهليلجية يمكن أن تتجلى في المناحي العمودية على المحور ، مما يدل على ان هناك قوة دوران في هذه المناحي ايضاً (بقيمة أضعف من قيمتهـا

في منحى المحور بنحو مرتين) .



الشكل ١٢ - ١٦ . - الدوران في الاهتزازتين الاهليلجيتين المتساويتين يتم في اتجاهين معاكسين



الشكل ١٢ - ١٧ . - مقطع سطح الموجة في الكوارتز بمستو مار بالمحور الضوئي

وهناك دائمـــاً فرعان لسطح الموجة في الكوارتز ، يقابلان الاهتزازتين الاهليجيتين ؛ والإهليـج العادي ، الذي يصبح الاهتزازة العادية عندما تنتشر الموجة ناظمياً على المحور ، ينتشر بسرعة اكبر من سرعة انتشار الاهليلج الشاذ، لأن الكوارتز بلورة موجبة . وتصبح هذه القطوع الناقصة دوائر فرينل عندما تصبح الموجة عمودية على المحور ، ويتبـع هـــذا أن الكوارتز يكون يمينياً ، عندما يكون الاهليلج العادي يمينياً ، ويكون يسارياً عندمـا يكون هـذا الاهليـج يسارياً .

ولا يتماس فرعا سطح الموجة إطلاقاً على المحور الضوئي ؛ فالفرع العادي يكون متطاولاً بعض الشيء ، ويكون الفرع الشاذ مسطحاً قليلاً (الشكل ١٢ - ١٧) .

إن ما سبق يفسر بوجه خاص المظاهر التي تبديها البلورات الأحادية المحور التي تتمتع بقوة الدوران ، عندما تشاهد صفائح ذات وجهين مستويين عمودية على المحور حين إضاءتها بالضوء المتقارب (الجزء الرابـع ، ١٤ - ٩) . ويظهر الشكل ١٢ - ١٨ (اللوحة ٤) صورة ظواهر التداخل الحاصلة على هذا النحو من أجل الكوارتز بين مقطب ومحلل متعامدين . لنقارن هذا مع الشكل ١٤-٢١ العائـد للكلسيت في الجزء الرابـع . ففي حالة الكوارتز يزول سواد

الصليب الأسود كلما اقتربنا من مركز الحقل ، أثر المحور الضوئي ، لان قوة الدوران تمنع انطفاء الضوء من أن يستمر . واذا كانت الصفيحة رقيقة رقة كافية ، اصطبغت البقعة المركزية بلون منتظم حين تضاء بالضوء الأبيض ، ويتغير هذا اللون عندما يُدار المحلل ، كما رأينا في الفقرة ١٢ ــ ١ . أما في أطراف الحقل فإن الصورة لا تختلف إطلاقاً عن صورة الشكل العائد للكلسيت ، مما يدل على أن ظاهرة الانكسار المضاعف العادي هي الظاهرة السائدة حينئذ .

ج) وفي البلورات الثنائية المحور الفعالة كالسكروز وحمض الطرطريك ، يكون سطح الموجة وسطح القرائن معقدين تعقيداً شديداً ، ويكون فرعاهما منفصلين انفصالاً تاماً (الشكل ١٢ ــ ١٩) . ولا يمكن رؤية قوة الدوران إلا في منحى المحورين الضوئيين نفسهما ، نظراً لكون التسامح أقل كثيراً منه في البلورات الأحادية المحور لأن الانكسار المضاعف يصبح رأساً أكثر وضوحاً الى حد كبير . والأمر المعجب هو أن قوتي الدوران وفق المحورين الضوئيين يمكن أن تكونا مختلفتين ، بل يمكن أن تكونا من إشارتين مختلفتين . فمثلاً في السكر العادي : تكون قوة الدوران يمينية ومساوية ٥٫٤° في المليمتر وفق أحد المحورين ، وتكون يسارية ومساوية ١٫٦° في المليمتر وفق المحور الآخر .

Z Δ O X

الشكل ١٢-١٩ . مقطع سطح الموجة ، في بلورة ثنائية المحور فعالة ضوئياً ، بمستوي المحورين الضوئيين

١٢ ـ ٩ . ــ تناظر الأوساط الفعالة ضوئياً .

أ) لنبحث عن النتائج التي يمكن استنتاجها من وجود قوة الدوران ، فيما يتعلق ببنية الأوساط التي تتمتع بها . من أجل ذلك ، سوف نستفيد من قوانين

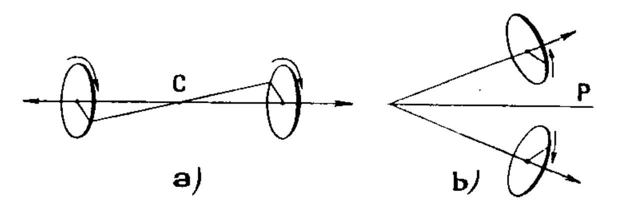
التناظر (الجزء الأول ، ٧ - ١٣) : إن فقدان عناصر التناظر في ظـاهرة ما يوجد في أسبابه .

عندما يخترق شعاع من الضوء المستقطب استقطاباً مستقيماً مادة فعـالة ، كيفما كانت جهة الانتشار في منحى معين ، فانه تشاهد ظاهرةٌ تناظرُها تناظر حلزوني (الشكل ١٢ — ٢٠) ، ويتميز بفقـدان مركز تناظر او مستوى تناظر . وينتج من ذلك :

الشكل ١٢ — ٢٠ . انتشار اهتزازة مستقيمة في وسط يتمتع بقوة الدوران

١° أن الوسط الفعال لا يمكن أن يكون فيـه مركز تناظر ؛ وبالفعل فمن أجل موجتين تنتشران في اتجاهين متعاكسين ، تكون جهـة الدوران على الدائرتين اللتين تمثلان دوران الاهتزازة المستقيمة الواردة هي نفسهـا في الفراغ (الشكل ١٢ — ٢١ a) . إذن فجهة الدوران ستتغير بالنسبة إلى المشاهد الذي يستقبل الضوء ؛ ولكننا نعرف أن هذا يخالف الواقع .

٢° أن الوسط الفعال يمكن أن يقبل مستوياً للتناظر ، فمن أجل موجتين



الشكل ١٢ — ٢١ . الوسط الفعال لا يمكن أن يكون فيه مركز تناظر C ؛ لكن يمكن أن يقبل مستوياً للتناظر P

تنتشران في منحيين متناظرين بالنسبة إلى هذا المستوي P ، يكون الدوران على

الدائرتين السابقتين في اتجاهين متعاكسين (الشكل ١٢-٢١ b) . فيمكن إذن ، من حيث المبدأ ، أن نشاهد في هذين المنحيين قوتيْ دوران من إشارتين مختلفتين ولكن متساويتين .

ب) ولكي نتقصى الأمر أكثر من ذلك ، ينبغي أن نميز حالة البلورات عن حالة الموائع . فهناك في الحقيقة مركبات تتمتع بقوة الدوران وهي في الحالة البلورية كالكوارتز مثلاً ، ولكنها تفقد هذه الخاصية عندما تنصهر أو تُذاب ؛ فقوة الدوران في هذه الحالة تُعزى إلى ترتيب الذرات ترتيباً خاصاً في الحيطة البلورية .

ويمكن للبلورات الفعالة ضوئياً أن تكون فيها عناصر التناظر . ولكن وفقاً لما بينا في الفقرة أ) ، لم يعثر قط على بلورة تتمتع بقوة الدوران ويكون للحافز (الموضوع) فيها مركز تناظر . كذلك لم يتفق أبداً أن عثر على بلورة فعالة فيها مستوى تناظر .

أما في السوائل وفي الأبخرة وفي المحاليل السائلة وهي أوساط متجانسة ومتماثلة المناحي [1] فقوة الدوران تكون واحدة في كل المناحي . فلا يمكن أن يكون في مثل هذه الأوساط مركز تناظر ، ولا مستوي تناظر . فالجزيئات موزعة وموجهة في المائع كيفما اتفق . إذن فهذه الجزيئات هي التي ينبغي ألا يكون فيها مركز أو مستويات تناظر ، لأن تحقق هذا الشرط يجعل مجموعة الجزيئات ، المتماثلة جميعها والمرتبة كيفما اتفق ، خالية في أية حالة من عناصر التناظر . وقد خُصص اسم **اللاتناظر الجزيئي** (حسب قول باستور) لهذا الخلو من مركز التناظر ومستويات التناظر .

(١) توصف الموائع التي تتمتع بالفعالية الضوئية أحياناً بأن تماثل المناحي فيها دَعي .

ويتبع هذا ، أن كل المواد التي تتمتع بقدرة الدوران وهي في الحالة المائعة تظهرها وهي في الحالة البلورية .

ج) لقد أمكن تدوير الاهتزازة المستقيمة في الموجات الهرتزية المترية بواسطة وشائع نصف قطرها (١٠) سم وخطوتها (٥) سم مصنوعة من سلك ناقل ، وموضوعة في مقياس استقطاب الشكل ٩ - ١٨ في الجزء السابع .

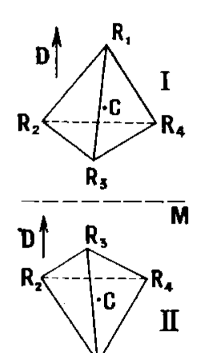
١٢ - ١٠ . — اللاتناظر الجزيئي :

أ) على الرغم من أن وجود قوة الدوران في مائع لا يعطي الا معلومات سلبية عن تناظر الجزيئات ، بإظهار خلوها من مركز تناظر أو مستويات تناظر ، فان دراستها مع ذلك تلعب دوراً هاماً في تعيين البنيات الجزيئية .

إن كل صيغة جزيئية لمادة فعالة ضوئياً يمكن ان يقابلها مخطط لبنيتها ومخطط خيالي (أي خيال للمخطط الاول في مرآة مستوية) ، شريطة أن تعتبر هذه الصورة أجساماً في الفراغ ، بينما لا تُبين صيغ بنية الجزيئات الا تمثيلات مستوية اصطلاحية . وهكذا كانت دراسة قوة الدوران بداية للكيمياء في الفراغ أو **الكيمياء الفراغية** .

ب) إن تمثيلات بعض الجزيئات الفعالة ضوئياً هي تمثيلات بسيطة بوجه خاص . فمن المعروف أن ذرة من ذرات الكربون في الماس (الجزء الثاني ، ١٣ - ١٠) محاطة بأربع ذرات أخرى تقع عند رؤوس رباعي وجوه منتظم . لنعتبر إذن جزيئاً ترتبط فيه ذرة من الكربون بأربع ذرات أو رمزاً من الذرات مختلف بعضها عن بعض ، نرمز اليها بالأحرف R_1 ، R_2 ، R_3 و R_4 . فاذا كانت الارتباطات وفق ارتفاعات رباعي وجوه منتظم ، فان الجزيء لا يقبل مستوياً للتناظر لا ولا مركز تناظر ، ويمكن تمثيله بأحد مخططي الشكل ١٢ - ٢٢ ؛

ويُرى أنها غير قابلين للانطباق أحدهما على الآخر في مرآة أثرها M .وقد أمكن في الواقـع الحصول على حمضي الفلوروكلور و بروماسيتيك C F Cl Br CO_2H C فعال ضوئياً .



الشكل ١٢-٢٢
بنيتان محتملتان لجزيئات $CR_1R_2R_3R_4$

وقد أمكن في الواقع الحصول على دوران اهتزازة مستقطبة في المجال المرئي وذلك باعتراض مسارها بمجموعة مكونة من أربع كرات نحاسية واقعة في رؤوس رباعي وجوه غير منتظم .

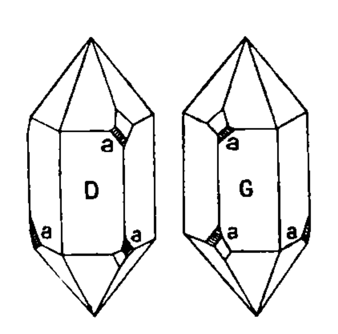
ومثال آخر على نمط للبنية مركبات مثل حديد ثلاثي أكزالات البوتاسيوم ذي الصيغة $K_3[Fe(C_2O_4)_3]$. ففي الآنيون المركب $Fe(C_2O_4)_3$ ، يرتبط كل جذر من جذور الأكزاليك الثلاثة OOC—COO بالمعدن بواسطة رابطتين . فاذا سلمنا بأن الروابط الست مرتبة في شكل محاور إحداثيات متعامدة (الشكل ١٢ – ٢٣) ، كان مخطط البنية ثماني وجوه فيه ثلاثة أضلاع فقط مشغولة بالجذور C_2O_4 ، ويُرى أنه ينبغي أن يكون هناك ضدان ضوئيان .

الشكل ١٢ - ٢٣ . - بنيتان محتملتان للآنيون $[Fe(C_2O_4)_3]$

إن تمثيلات عدد كبير من الجزيئات الفعالة ضوئياً وذات التركيب الشديد التعقيد والمعروفة في الوقت الحاضر لا تدخل بوجه عام في نطاق مخططات على هذه الدرجة من البساطة (انظر الشكل ١٢-٢٦) غير أنه أمكن دائماً تمثيل فقدان مركز التناظر ومستوى التناظر ، بترتيب أجزائها المختلفة في الفراغ ترتيباً مناسباً .

١٢ ـ ١١ . ـــ بنية البلورات الفعالة ضوئياً :

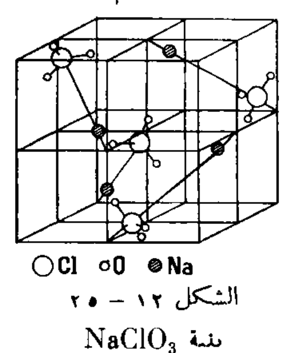
أ) في كثير من الحالات ، يفسّر فقدان مركز التناظر أو مستوي التناظر في البلورات التي تتمتع بقدرة الدوران بالشكل الخارجي لهذه البلورات فشكلا الضدين الضوئيين هما عندئذ خيالا بعضهما . ويمثل الشكل ١٢–١٤ هذين الشكلين في حالة الكوارتز . وقد وجد أن كل البلورات التي ينم شكلها الخارجي عن تناظر ضعيف ضعفاً كافياً هي بلورات فعالة ضوئياً ، وذلك بعد التغلب على صعوبات القياسات (الفقرة ١٢ –٨ج) . ولكن الفعالية الضوئية لا يرافقها دائماً لا تناظر كبير القدر في الشكل .



الشكل ١٢ – ٢٤ . – شكلا بلورات الكوارتز (D يميني ، G يساري) ، a تشير الى السطوح الصغيرة ، المسماة سطوح ثانوية plagièdres والتي تميز الشكلين أحدهما عن الاخر .

ب) إن دراسة البنية البلورية بواسطة الأشعة السينية (الجزء الرابع ١٦–١٩) مكنت في كثير من الحالات من تحديد مواضع الذرات في البلورات الفعالة ضوئياً تحديداً دقيقاً .

ويبين الشكل ١٢–٢٥ بنية الخيطة الاولية لكلورات الصوديوم $NaClO_3$. فاذا نُظر من أيون الصوديوم Na^+ باتجاه اقرب أيون ClO_3^- مجاور له ، فإنه يُرى ان القطع المستقيمة التي تربط بين الازواج الثلاثة الاخرى للأيونات مرتبة وفق حلزون محوره هو محور البصر . وبالطبع هناك ترتيب تناظري (جسم - خيال) لترتيب الشكل ١٢–٢٥ . وعندما تذاب في الماء بلورة



الشكل ١٢ – ٢٥
بنية $NaClO_3$

$NaClO_3$ ، يحدث تفكك كهرحلي ، ولما كانت ايونات Na^+ ذات تناظر كروي وكان لأيونات ClO_3^- ثلاثة مستويات تناظر ، فإن المحاليل لا تكون فعالة ضوئياً . وعندما تتبلور بالتبخر يتكون مزيج من البلورات اليمينية والبلورات اليسارية .

إن بنية بلورات الكوارتز الفعال اكثر تعقيداً ومع ذلك فإنه يمكن تمثيلها تخطيطياً بالترتيب الحلزوني المبين في الشكل ١١ – ٧ . ولكن هذا الترتيب يتلاشى عند الانصهار ، ويكون الزجاج السيليسي الناجم عن انجماد السائل خلواً من قوة الدوران .

ج) لقد ذكر أن المركبات التي تتمتع بقوة الدوران في الحالة السائلة أو في حالة المحلول تعطي دائماً بلورات فعالة ضوئياً . وتبين الأعداد الواردة في الجدول (١٢ – ٢) أن قوة الدوران العائدة الى الكمية نفسها من المادة الفعالة يمكن أن تختلف قيمها في الحالة البلورية عن قيمها في حالة المحلول اختلافاً كبيراً، بل إنها يمكن أن تكون من إشارتين متعاكستين في الحالتين . ويمكن ان يعود ذلك إلى سببين . فمن جهة أولى ، إن الجزيئات في حالة المحلول تكون ذات اتجاهات عشوائية ، وقوة الدوران المشاهدة تمثل إذن قيمة وسطية . ثم أن قوة الدوران العائدة لجزيء ما ليست على ما يظهر واحدة في كل المناحي : أي ينبغي أن يكون هناك عدم تماثل المناحي في الفعالية الضوئية . أما في البلورة حيث تكون اتجاهات الجزيئات منتظمة ، فإن قوة دوران هذه الجزيئات تكون مختلفة عن قوة دورانها وهي في حالة المحلول . ومن جهة أخرى ، يمكن أن يكون ترتيب مراكز ثقل الجزيئات في البلورة نفسه ترتيباً غير متناظر (انظر الشكل ١٢ – ٢٥ و ١١ – ٧) : وفي هذه الحالة تُعزى قدرة دوران

الجدول ١٢ — ٢

قوى الدوران النوعية لبعض البلورات من اجل الخط الطيفي D

$[\alpha]$ مقدّرة بـ $\left(\frac{dg.m^2}{kg}\right)$ $\left(\frac{\text{درجة متر مربع}}{\text{كغ}}\right)$

المركّب :	$NaClO_3$	الكوارتز	طرطرات الروبيديوم	حمض اليود	السكروز
نوع البلورة :	مكعبية	أحادية المحور	أحادية المحور	ثنائية المحور	ثنائية المحور
$[\alpha]$ للبلورة :	$\pm 1,27$	$\pm 8,20$	$-5,40$	$\pm 16,00$	$+3,66$(*) -1.11(**)
$[\alpha]$ للمحلول أو المصهور :	0	0	$+0,36$	0	الصيغة [٨،١٢] مكرر

(*) وفق احد المحورين الضوئيين (**) وفق المحور الآخر .

البلورة جزئياً إلى **قدرة دوران** عائدة للبنية [١] .

إن دراسة قوة دوران حمض الطرطريك ، الذي تكون الجزيئات فيه متوازية فيما بينها بحيث لا يكون هناك دخل لقوة دوران البنية ، تمكّن من إثبات وجود عدم تماثل المناحي في الفعالية الضوئية للجزيئات .

د) إن المعلومات التي تزودنا بها الاشعة السينية عن الضدين الضوئيين للمركب البلوري نفسه هي بوجه عام متماثلة . وتتألف في الحقيقة من قياسات شدة الاهتزازات التي تنتج عن تداخل الامواج المنعرجة عند الذرات (الجزء الرابع ١٦-١١) . لنعتبر مثلاً البنيتين المتناظرتين المبينتين في الشكل ١٢-٢٢ ولنسلم بأننا نشاهد الانعراج في المنحى D . إن الاهتزازة المنعرجة عند الذرة R_1 تكون متقدمة على الاهتزازة المنعرجة عند الذرات R_2 و R_3 و R_4 في حالة البنية I ، بينما تكون متأخرة بالمقدار نفسه φ في حالة البنية II خيال البنية I . ولا تتوقف شدة المحصلة على إشارة فرق الطور الناجم عن هذا الفرق في المسير وذلك وفقاً للصيغة [٢٣،١٦] من الجزء الرابع ، ويعطي الضدان الضوئيان بقعتي انعراج متماثلتين . ولكن المحاكمة السابقة تفترض أن الاهتزازة المنعرجة عند ذرة ما تكون دائماً متفقة في الطور (أو متعاكسة) مع الاهتزازة الواردة . ولكن هذا لا يحدث (الفقرة ٩ - ٤) الا اذا كان تواتر الاشعة السينية أكبر (أو أقل) من كل التواترات الخاصة لكل الذرات . وإذا استعملت أشعة سينية

---

(١) إن تأثير البنية يظهر بوجه خاص في بعض السوائل غير المتماثلة المناحي (الفقرة ١١ - ٦) ، من بينها عدد كبير من إسترات الكليسترول . ففي حالة السائل المتماثل المناحي ، تكون قوة دورانها من مرتبة كبر عادية . ولكنها ، في مجال معين من درجة الحرارة ، تكون طوراً كليستريا ، وسطاً بين السائل الحقيقي والبلورة؛ وفي حالتها هذه، يمكن أن تصل قدرة الدوران فيها الى بضع مئات الآلاف من الدرجات في المليمتر الواحد. ومن المسلم به أن الجزيئات تكون مرتبة في حلزونيات منضدة، وأن مناحي استطالتها تكون عمودية على محور الحلزون الذي يكون بدوره عمودياً على ثخن المحضّر ، وهو ثخن ينبغي أن يكون دائماً ضئيلا (من مرتبة ١ر٠ مم) حتى يمكن أن يكون ترتيب الجزيئات فيه منتظماً .

تواترها قريب من التواترات الالكترونية الخاصة لـ R_1 فإنه يحدث فرق في الطور φ_1 بين الموجة المنتثرة (المنعرجة) على هذه الذرة وبين الموجة الواردة . وحينئذ ، يكون فرق الطور الكلي في التجربة التخطيطية المتخيلة أعلاه مساوياً $\varphi + \varphi_1$ من أجل البنية I ، ومساوياً $\varphi - \varphi_1$ من أجل البنية II ، وتكون شدة الاهتزازة المحصلة مختلفة في الحالتين .

وقد أمكن ، وفقاً لهذا المبدأ ، مطبقاً على طرطرات الروبيديوم ، إثبات أن شكل أيون الطرطرات اليميني هو الذي يمثله الشكل ١٢-٢٦ .

O, OH, C, H, C, OH, H, C, OH, C, O, OH

الشكل ١٢-٢٦ . - بنية أيون الطرطرات اليميني

١٢ - ١٢ . ــ التعديل الضوئي Racémisation

أ) إن اذابة كميتين متساويتين من الضدين الضوئيين تعطي محلولاً لا يتمتع بقوة الدوران . وحين يتبلور مثل هذا المحلول ، فإنه يتكون مزيج من بلورات المركب d وبلورات المركب g (الفقرة ١٢-١١ ب) ؛ ولكننا نحصل غالباً على بلورات ذات شكل جديد ، لا تتمتع بقوة الدوران ، وتحتوي خيطتها الاولية على مقدارين متساويين من الجزيئات d والجزيئات g : وهذا ما يسمى **المعتدل ضوئياً** (راسيمي) Racémique .

ب) إن عدداً كبيراً من المركبات الفعالة ، المصهورة او المحلولة ، يفقد قدرة دورانها بسرعات متفاوتة ، نتيجة لتغيرات في مواضع بعض الذرات في داخل الجزيء. فمثلاً، اذا أمكن ان تتبادل الزمرتان R_2 و R_4 في الشكل ١٢-٢٢ وضعيهما ، فإنه يُرى أن الشكل I ينقلب الى الشكل II وبالعكس . واذا بُديء بأحد الشكلين النقيين ، فإن التوازن الاحصائي يؤدي الى مزيج من الشكلين بمقدارين متساويين ، ويكون هذا المزيج خالياً من الفعالية الضوئية . ويطلق على مثل هذه التفاعلات (التعديل الضوئي) .

١٢ ـ ١٣ . — النظرية الذرية لقدرة الدوران الطبيعي :

أ) يمكن انشاء نظرية في قوة الدوران ، كما في الانكسار وفي الانكسار المضاعف ، وذلك بأن تُركّب مع اهتزازة الموجة الواردة الاهتزازة المحصلة للمويجات الثانوية الصادرة عن الجزيئات التي تحرّض الموجة الاولية فيها عزوماً ثنائية الاقطاب .

لنفترض أن الاهتزازة الواردة اهتزازة مستقيمة : من الواضح أنه لكي تدور هذه الاهتزازة في مستويها ينبغي أن تكون للاهتزازة الثانوية مركبة مستقيمة ذات اتجاه يختلف عن اتجاه الاهتزازة الاولية ومتفقة معها في الطور . ويمكن اثبات أن هذا يحدث عندما لا تؤول العزوم المحرّضة في الجزيئات[1] الى ثنائي أقطاب وحيد ، كما سبق أن افترضنا ، وانما تتضمن على الاقل مركبتين واقعتين في نقطتين مختلفتين ليس لهما عين المنحى ولا عين الطور .

إن النموذج الجزيئي الأبسط والذي يحقق هذه الشروط هو نموذج كون Kohn (الشكل ١٢-٢٧) . وهو يتضمن هزازتين غير متماثلتي المناحي الى حد كبير ، إحداهما P لا يمكنها ان تنزاح الا وفق المنحى Oy ، والاخرى P′ لا تنزاح الا وفق O′Z′ . ولا يتمتع هذا النموذج بمستوي تناظر لا ولا بمركز تناظر . ويبدو هذا صنعياً الى حد كبير ، ولكن اذا عزونا عدم تماثل المناحي في P و P′ على الترتيب الى وجود ذرتين Q و Q′ واقعتين كما يبين الشكل (وهو ما يتفق مع التناظر فقط) ،فإنه يُرى أن هذا النموذج مأخوذ

X, Z′, O′, P′, Q′, O, Q, P, y

الشكل ١٢-٢٧
نموذج كون Kuhn

(١) إن ما يحل مكان الجزيء في حالة البلورة هو الخيطة العنصرية .

عن الجزيء الذي هو في شكل رباعي وجوه غير منتظم (الفقرة ١٢ - ١٠) .

ب) لنقتصر على اثبات أن الوسط المكون من جزيئـــات من النموذج السابق ، عندما تؤخذ بعين الاعتبار الافعال المتبادلة بين الهزازتين P و P′ ، لا تكون له قرينة الانكسار نفسها من اجل الاشعة الدائرية اليمينية واليسارية . فالاهتزازة الدائرية اليمينية المنتشرة وفق Ox تكون مركبتاها :

$$E_z = - E_m \sin \omega t \quad \text{و} \quad E_y = E_m \cos \omega t$$

وهي تحرض في P العزم :

$$P_y = \alpha E_m \cos \omega t$$

وتحرض في P' العزم :

$$P_z = - \alpha E_m \sin (\omega t - \varphi)$$

حيث $\varphi = \frac{2 \pi n d}{\lambda}$ ، باعتبار $d = OO'$ و n قرينة الانكسار الوسطية للوسط .

لنأخذ الان بعين الاعتبار أفعال كولون بين P و P′ . فالحقل الكهربائي الذي يولده ثنائي الاقطاب P_z في P ، تكون له مركبة وفق Oy تساوي ، فيما اذا كان $OP = O'P' = l$:

$$E'_y = \frac{p_z}{4 \pi \varepsilon_0} \frac{3 l^2}{(2 l^2 + d^2)^{5/2}} = A p_z$$

وتكون للحقل الذي يولده ثنائي الاقطاب P_y في P′ ، العبارة نفسها . إذن ينبغي تصحيح عبارتي p_y و p_z على النحو التالي ، عندما يؤخذ التزاوج بعين الاعتبار .

$$p_y = \alpha E_m \cos \omega t + A \alpha^2 E_m \sin (\omega t - \varphi)$$

$$p_z = - \alpha E_m \sin (\omega t - \varphi) - A \alpha^2 E_m \cos \omega t$$

ولما كان φ صغيراً دائماً ، نظراً لأن الابعاد ما بين الجزيئات d صغيرة بالنسبة الى طول الموجة λ ، فانه يمكن افتراض $\sin \varphi = \varphi$ و $\cos \varphi = 1$. واذا لاحظنا ، علاوة على ذلك ، أنه يمكن كتابة :

$$\cos \omega t = \cos [(\omega t - \varphi) + \varphi] = \cos (\omega t - \varphi) - \varphi \sin (\omega t - \varphi)$$

فان الصيغ السابقة تصبح :

$$p_y = [(\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi)\cos\omega t + A\,\alpha^2 \sin\omega t]\,E_m$$

$$p_z = -\,[(\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi)\sin(\omega t - \varphi) + A\,\alpha^2\cos(\omega t - \varphi)]\,E_m$$

فيرى أن جزءاً من العزم المحرض في الهزازتين يكون متفقــاً في الطور مع حقل الموجة ، حيث تكون للاستقطابية العائدة اليه قيمة تساوي $\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi$ ؛ وأن جزءاً آخر على تربيع مع الحقل ، حيث الاستقطابية تساوي $A\,\alpha^2$. وبعبارة أخرى ، يمكن اعتبار الاستقطابيتين المعقدتين :

$$\alpha_z = (\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi) + jA\,\alpha^2 \quad \text{و} \quad \alpha_y = (\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi) - jA\,\alpha^2$$

ليكن N عدد الجزيئات في واحـــدة الحجم ؛ فاذا كانت لها كل الاتجاهات الممكنة حول Ox ، فان الاستقطابية الوسطية وفق Oy أو Oz تساوي :

$$\frac{1}{2}(\alpha_z + \alpha_y) = \alpha - A\,\alpha^2\,\varphi$$

وهي تكون واحدة في هذين المنحيين ، لأن الوسط متماثل المناحي . واذا كان للمحور 'OO ، محور الجزيئات ، أي توجيه كان ، فان النتيجـــة السابقة تبقى صحيحة ولكن مضروبة بعـــامل عددي يساوي $\frac{1}{3}$. فيكون لدينا إذن من أجل أشعة الضوء الدائري اليميني :

$$P = \frac{N}{3}(\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi)\,E_m$$

ومنه :

$$n_d^2 - 1 = \frac{N}{3\,\varepsilon_0}(\alpha - A\,\alpha^2\,\varphi) \qquad [١١،١٢]$$

ويُرى بالمثل أنه من أجل الاشعة الدائرية اليسارية ذات المركبتين :

$$E_z = E_m \sin\omega t \quad \text{و} \quad E_y = E_m \cos\omega t$$

أن لقرينة الانكسار العبارة التالية :

$$n_g^2 - 1 = \frac{N}{3\,\varepsilon_0}(\alpha + A\,\alpha^2\,\varphi)$$

ومنه تنتج عبارة الدوران في واحدة الطول ، الذي يحدثه النموذج الجزيئي :

$$\rho = \frac{\pi}{\lambda}\left(n_g - n_d\right) \simeq \frac{\pi}{2n\lambda}\left(n_g^2 - n_d^2\right) = \frac{\pi N A \alpha^2 \varphi}{3 n \lambda \varepsilon_0} = \frac{2\pi^2 N A \alpha^2}{3 \varepsilon_0 \lambda^2} \quad [١٢،١٢]$$

ويُرى أن فرق الطور φ ، وبالتالي أن مسافة d غير منعدمة بين المجاوبات وفق منحى انتشار الضوء ، هو شرط ضروري لاحداث قدرة الدوران ؛ وهذه تنعدم في حالة الاطوال الموجية الكبيرة $(d \ll \lambda)$:

إن النموذج المدروس يميني ؛ وضده الضوئي يساري (الشكل ١٢ – ٢٨) : وهذا ينتج من أن اشارة حد التفاعل معكوسة .

الشكل ١٢–٢٨ . نموذج كون ، اليميني واليساري

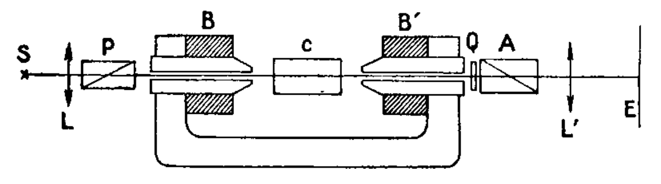
وتؤول الصيغة [١٢،١٢] الى قانون بيو [٤،١٢] عندما تكون α ثابتة ، أي عندما تكون في منطقة الشفوف (الفقرة ١٠ – ٨) .

ب . قدرة الدوران المغناطيسي

١٢ ـ ١٤ . ـــ ظواهر عامة .

أ) عندما يوضع جسم شفاف متماثل المناحي في حقل مغناطيسي ، فانه يظهر استقطاباً دورانياً من أجل الأشعة الضوئية التي تنتشر موازية للحقل . وهذه هي ظاهرة **الاستقطاب الدوراني المغناطيسي** ، التي اكتشفت من قبل فاراداي .

– ٥ – تُجرى التجربة بسهولة بوضع حوض مليء بكبريت الكربون بين قطبيْ مغناطيس كهربائي نواتاهما متقوبتان (الشكل ١٢ – ٢٩) ، كي تمر فيهما

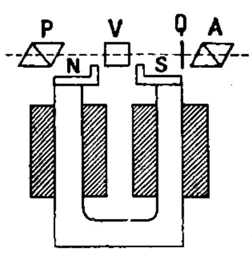


الشكل ١٢ – ٢٩ . تجربة الاستقطاب الدوراني المغناطيسي

موازية لمنحى الحقل المغناطيسي ، حزمة من الأشعة الصادرة من منبع ضوئي S ابيض ومستقطب استقطاباً مستقيماً . Q هي صفيحة ثنائية الكوارتز ذات صبغة حساسة (الفقرة ١٢ – ٢) و A هو محلل . وتكوّن العدسة 'L خيالا لـ Q في E . ويولد تهييج المغناطيس الكهربائي اختلافاً واضحاً في اللون بين شطري ثنائية الكوارتز .

–٥– إذا لم يتوافر مغناطيس كهربائي ذو قطبين مثقوبين ، فإنه يمكن استعمال جهاز الشكل ١٢ – ٣٠ . يوضع متوازي مستطيلات V من الفلنت الكثيف (الجزء الرابع ، ٢٢ – ١) بين القطبين NS المصنوعين من زاويتين من الحديد اللين ،بحيث يعلوهما.

–٥– ويمكن كذلك وضع الفلنت V داخل وشيعة مكونة مثلاً من ملف محولة قابلة للفك ،(الجزء السابع ٦–٦) .



الشكل ١٢ – ٣٠
تجربة الشكل ١٢–٢٩
تهيئة مبسطة .

ب) يظهر الاستقطاب الدوراني المغناطيسي خارج الطيف المرئي .

–٥ – تحذف في التجارب السابقة الشعاعات المرئية الصادرة من القوس الفحمية S ، بواسطة محلول اليود في كبريت الكربون . وتحذف كذلك ثنائية الكوارتز . ويكون المستقبل عموداً كهرحرارياً ويصنع المنحنيان الاصليان لـ P و A فيما بينهما زاوية °٤٥ ؛يضاء العمود ويعوّض انحراف المقياس الغلفاني الذي ينتج من ذلك بأن تضاء اللّحم الاخرى في العمود إضاءة مناسبة . إن تهييج المغناطيس الكهربائي يولد انزياح بقعة المقياس الغلفاني .

–٥– إن البلازما (غاز متأين تحت ضغط منخفض ، الجزء السادس،١٧ –١٢) تظهر دوراناً مغناطيسياً كبيراً في حالة الامواج السنتمترية . ويُتحقق من ذلك بواسطة مقياس الاستقطاب المرتزي المبين في الشكل ٩ – ١٩ من الجزء

السابع. يكون دليل الموجة حاوياً على غاز يؤيّن بوسيلة اضافية ومحاطاً بوشيعة تولد حقل تحريض وفق المحور .

ج) يغير الدوران المغناطيسي جهته حين تتغير جهة الحقل المغناطيسي .

-٥- في تجربة الشكل ١٢ - ٢٩ ، يحدث تبادل بين لوني شطري ثنائية الكوارتز حينما تنعكس جهة التيار في المغناطيس الكهربائي .

إن الدوران الذي يشاهد في حالة السائل المتماثل المناحي يفسر تناظر السبب الذي أدى الى حدوثه أي تناظر الحقل المغناطيسي (الجزء السادس ٨ — ٩) . فهو ذو صلة مباشرة بجهة التيار الدائري الذي يولد هذا الحقل (الشكل ١٢ — ٣١) ؛ وفي الغالب تكون جهته جهة التيار وأحياناً تكون معاكسة . وينتج من ذلك أنه اذا كان الضوء ينتشر في الاتجاه $x'x$ ، فإن المشاهد الذي يستقبل هذا الضوء يرى الدوران الى اليسار (الفقرة ١٢ — ٢) ، ولكنه يراه الى اليمين حين ينتشر الضوء وفق xx' . ففي هذا يختلف الدوران المغناطيسي عن الدوران الطبيعي الذي تكون جهته واحدة دائماً بالنسبة للمشاهد الذي يستقبل الضوء . وهذا الاختلاف في التناظر هو نفس الاختلاف بين اسطوانة دائرة واسطوانة ملتوية (الجزء الاول ٧ — ١٢) .

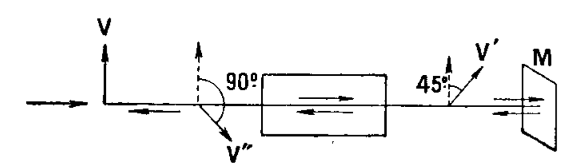
I H x

الشكل ١٢-٣١
العلاقة بين جهة الحقل H وجهة التيار الذي يولده.

وينتج من ذلك بعض النتائج الهامة .

-٥- إن الشعاع الضوئي الذي يخترق المادة في اتجاه ما ثم ينعكس على نفسه بواسطة المرآة M فيخترقها في الاتجاه المعاكس (الشكل ١٢ — ٣٢) يصبح **دورانه مضاعفاً** ، بينما ينعدم الدوران في حالة الاستقطاب الدوراني الطبيعي. فإذا دارت الاهتزازة V بمقدار ٤٥° درجة في مسارها الاول وأصبحت وفق V′ ، فإنها تدور أيضاً بمقدار ٤٥° درجة في الاتجاه نفسه خلال مسارها الثاني

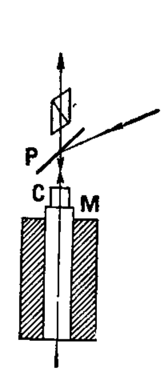
المعاكس وتصبح وفق ″V العمودي على V .



الشكل ١٢ – ٣٢ . ـ يتضاعف الدوران بالنسبة لشعاع يخترق المادة مرتين في جهتين متعاكستين .

وإذا كان V و ′V هما المنحيان الاصليان لنكولين ، أحدهما قبل المادة والآخر بعدها ، فإن الضوء يخترق هذه الجملة من النكولين (في مسيره الاول) بحيث يدور في الاتجاه من V الى ′V (ويبرز بكامل شدته) ، ولكنه يتوقف في مسيره المعاكس . فإذا وقف مراقب على يمين المادة فإنه يستطيع رؤية مراقب واقف على يسارها ولكن العكس غير صحيح : فقانون رجوع الضوء العكسي (الجزء الرابع ، ١–٧) لا يصح في هذه الحالة .

يمكن مشاهدة الدوران المغناطيسي في البلورات الأحادية المحور أو الثنائية المحور في منحى المحور الضوئي دون أن يعيق الدوران الطبيعي هذه المشاهدة ، وذلك باستعمال تركيبة الشكل ١٢ – ٣٣ التي تذكر بتركيبة جهاز نورنبرغ (الجزء الرابع ، ١٤–٥) .يستعمل اللوح الزجاجي غير المفضض P مقطباً . وتوضع البلورة C على المرآة M المستندة على قطب مغناطيسي كهربائي E ، فيخترقها الضوء مرتين : وينعدم بذلك دورانها الطبيعي بينما يتضاعف دورانها المغناطيسي ، ويقاس هذا الدوران بواسطة المحلل A .



الشكل ١٢-٣٣ قياس الدوران المغناطيسي في بلورة C .

١٢ ـ ١٥ . ـــ قوانين الاستقطاب الدوراني المغناطيسي :

أ) يتناسب الدوران α مع ثخن المادة المخترقة l ومع المركبة B في منحى الاشعة ، مركبة التحريض المغناطيسي

الذي يُفترض أنه منتظم . وهذان القانونان اللذان نص عليهما فرديه Vrdet ، يُعبر عنهما بالصيغة التالية :

$$\alpha = \rho Bl \qquad [١٢،١٣]$$

ولا يتوقف المعامل ρ الا على طبيعة الجسم ودرجة الحرارة وطول الموجة ؛ ويسمى **ثابتة فرديه أو قدرة الدوران المغناطيسي** .

١° ، يكون الدوران α في معظم الاجسام باتجاه التيار الكهربائي الذي يمر في الوشائع والذي يولد الحقل المغناطيسي ؛ وتعدّ ρ حينئذ موجبة ، ويقال عن الجسم نفسه أنه موجب . وهذه هي حالة الزجاج والماء وكبريت الكربون ، الخ ..

٢° إلا أن هناك أجساماً يكون الدوران فيها باتجاه معاكس للتيار المغنِط ؛ وتكون ρ حينئذ سالبة . وهذه هي حالة معظم أمـــلاح الحديد والاتربة النادرة. وترتبط الاشارة السالبة لثابتة فرديه بوجود المغناطيسية المسايرة لأن الجزيء في كل الاجسام السالبة يحتوي على ذرة ذات مغناطيسية مسايرة ؛ ولكن ليست كل الاجسام ذات المغناطيسية المسايرة سالبة .

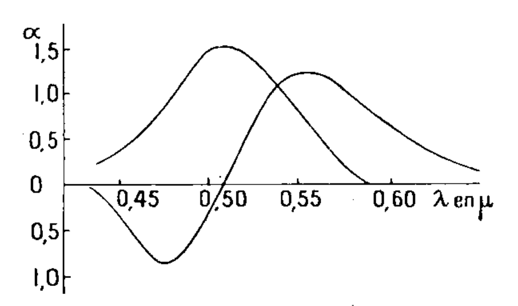
ويعبر عن الثابتة ρ عموماً بالدقائق في السنتمتر وفي الغوص ؛ فمن أجل كبريت الكربون مثلاً حين يستعمل ضوء الصوديوم ، تساوي الثابتة ٠،٠٤٢ دقيقة/سم غوص ، أي ٠،٠٤٢ × ١٠^٦ دقيقة لكل فيبر/متر . ولتحقيق دورانٍ من نفس مرتبة الدوران الذي تولده صفيحة من الكوارتز عمودية على محورها [١] ، نحتاج الى حقل مغناطيسي شدته ٣×١٠^٥ غوص .

ب) في المعادن الحديدية المغناطيسية ، الحديد والنِكل والكوبلْت ، التي أمكن دراستها في شكل طبقات رقيقة جداً ، لا يخضع الدوران ، وهو كبير جداً ، لقانون فرديه ، بل هو يتناسب مع شدة التمغنط .

(١) كان ينبغي هنا ذكر ثخن الصفيحة لان الدوران يتوقف عليه ، ويدل الحساب على أنه سنتمتر واحد . (المترجم)

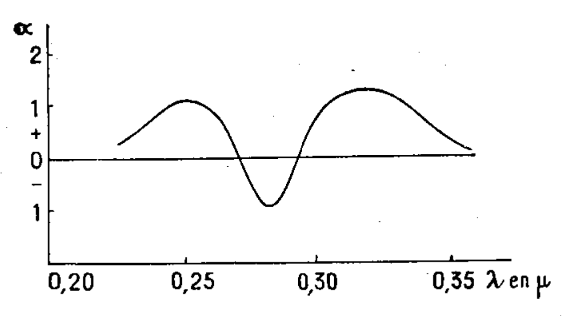
ج) تتغير قدرة الدوران المغناطيسي بتغير طول الموجة ، وهي ، كقدرة الدوران الطبيعي ، تعاني تغيرات سريعة في مناطق امتصاص الضوء المرئي وما فوق البنفسجي .

وينبغي التمييز بين حالتين **للتبدد الدوراني المغناطيسي**. ففي حالة الأجسام ذات المغناطيسية المسايرة ، يغير الدوران جهته على جـانبي عصابة الامتصاص (الشكل ١٢ – ٣٤) ، ومظهرُ منحني التبدد الدوراني في هذه الحـالة يشبه



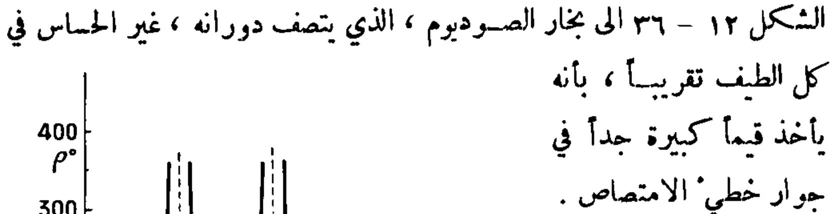
الشكل ١٢ – ٣٤ . تغيرات م بدلالة λ ، في جوار عصابة امتصاص لـكاور الكوبلت (جسم ذو مغناطيسية مسايرة)

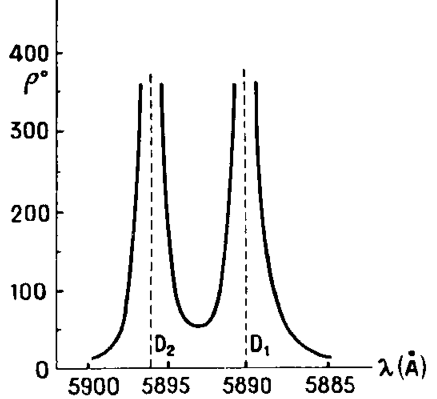
منحني الدوران الطبيعي (الشكل ١٢ – ١٣) . أمـا في حالة الأجسام ذات المغناطيسية المعاكسة ، فانه يكون للدوران نفس الاشارة على جـانبيْ منطقة الامتصاص ، ويُظهر الشكل ١٢ – ٣٥ مثالاً خاصاً بسائل عضوي ، ويعود



الشكل ١٢ – ٣٥ . تغيرات م بدلالة λ ، في جوار عصابة امتصاص للمتيل بروبيل سيتون (جسم ذو مغناطيسية مسايرة)

الشكل ١٢ – ٣٦ الى بخار الصوديوم ، الذي يتصف دورانه ، غير الحساس في كل الطيف تقريباً ، بأنه يأخذ قيماً كبيرة جداً في جوار خطيْ الامتصاص .

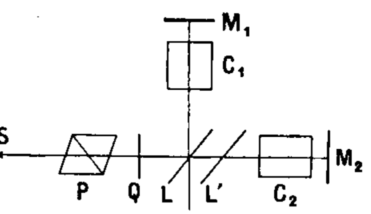




الشكل ١٢ - ٣٦ . تغيرات ρ بدلالة λ ، في جوار عصابة امتصاص (بخار الصوديوم).

١٢ - ١٦ . ـــ الانكسار المضاعف والتلون الدائريان المغناطيسيان .

أ) يُعزى الدوران المغناطيسي ، كالدوران الطبيعي ، الى انكسار مضاعف دائري . ولإثبات ذلك ، يضاء مقياس التداخل لميكلسون (الجزء الرابع ، ١٣ – ٣) بضوء وحيد اللون دائري يولده مقطب P وصفيحة ربع موجية Q ، (الشكل ١٢ – ٣٧) . وتخترق كل من الحزمتين حوضاً مليئاً بكبريت الكربون . وتشكّل أهداب زاوية هوائية . فحين يُجعل أحد الحوضين تحت تأثير حقل مغناطيسي طولي ، يلاحظ انزياح للأهداب . ويُرى أن للاهتزازات



الشكل ١٢ – ٣٧ . قياس الانكسار المضاعف الدائري بواسطة مقياس التداخل لميكلسون

الدائرية التي تتفق جهتها مع جهة التيار المغنط قرينة n_+ أقل من القرينة n ،

قرينة المائع خارج الحقل. أما الاهتزازات الدائرية المعاكسة فتكون قرينتها n_- أكبر من n . ونجد العلاقة التالية :

$$n - n_+ = n_- - n \quad \text{أو} \quad n_+ + n_- = 2\,n \qquad [١٤،١٢]$$

ب) إن اختلاف قرينتيْ الانكسار للاهتزازتين الدائريتين المتعاكستين يكون مقروناً ، في مناطق الامتصاص ، باختلافٍ في الامتصاص .

-٥- يوضع مكان الحوض C في الشكل ١٢ - ٢٩ لهب ملوّن بالصوديوم ، ويجعل المنبع S قوساً فحمية. كما يجعل المقطب والمحلل متعامدين حينما لا تكون ثنائية الكوارتز B موجودة . فعندما لا يكون هناك تيار ممغنط ، لا يمر إلا ضوء ضعيف الشدة صادر عن اللهب . أما عندما يمر التيار الممغنط ، فان الضوء يعود إلى الظهور شديداً وملوناً بالأصفر. وإذا فُحص هذا الضوء بطياف ضعيف التبديد ، فانه يُرى أنه مكون من شعاعتيْ الصوديوم الصفراوين .

ويرتبط تفسير هذه التجربة بظاهرة زيمان Zeeman (الفقرة ١٣ — ٨) : إن اللهب الواقع في الحقل المغناطيسي يُصدر، كما رأينا من قبل ، عوضاً عن كلٍ من الشعاعتين D_1 و D_2 ، شعاعتين تواتراهما متقاربان جداً ومستقطبتين استقطاباً دائرياً . وحسب قانون كرشوف (الفقرة ١٣ - ٦) ، لا يمتص اللهب ، من أجل كلٍ من هذين التواترَين ، إلا الاهتزازة الدائرية التي يُصدرها : فيسمح إذن بمرور الاهتزازات ذات الجهة المعاكسة الموجودة في الطيف المتصل ، ولا يستطيع المحلل أن ينقص شدتها إلا الى نصفها .

ج) يتجلى اختلاف امتصاص الاهتزازتين الدائريتين بالاهليلجية التي تكتسبها اهتزازة مستقيمة ، كما هو الأمر في الدوران الطبيعي (الفقرة ١٢ - ٦) .

١٢ - ١٧ .ـــ النظرية الذرية لقدرة الدوران المغناطيسي.

أ) ان قدرة الدوران المغناطيسي لا ترتبط ببنية جزيئية خاصة كقدرة الدوران الطبيعي . فهي ظاهرة عـــامة جداً . وترتبط نظريتها بنظرية المغناطيسية المعاكسة ، المدروسة في الفقرة ١٤ - ١١ من الجزء السادس . لنعتبر وسطا مكوناً من ذرات تتحرك الكتروناتها على محارك دائرية نصف قطرها r ، ترسمها بسرعة زاوية قدرها ω_0 . إن التوازن بين القوة النابذة المركزية وقوة الجذب المركزي المرنة التي تقع الالكترونات تحت تأثيرها ، يعطى العلاقة التالية :

$$k_0 r = m\,\omega_0^2\,r$$

حيث k_0 هو معامل القوة المعيدة . لنفترض ، بغية التبسيط , أن المحارك كلها عموديه على المنحى Ox ، لانتشار موجة ضوئية مستقطبة دائرياً ، يدور حقلها E بسرعة زاوية ω . ففي حالة نظام دائم ، تأخذ الالكترونات السرعة الزاوية ω وتحقق حركتها المعادلة التالية:

$$k_0 r - m\,\omega^2\,r = eE \qquad [١٢،١٥]$$

ومنه :

$$r = \frac{eE}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad [١٢،٢٦]$$

وهذه الصيغة شبيهة بالصيغة التي حصلنا عليها من أجل الحركة المستقيمة لإلكترون واقع تحت تأثير حقل موجة مستقيمة (الفقرة ٩-٤). فعزم ثنائي الاقطاب لذرة يساوي $p = er$ ؛ والاستقطاب $P = Np$ (حيث يدل N على عدد الذرات في واحدة الحجم).وتعطى قرينة انكسار الوسط بالصيغة التالية :

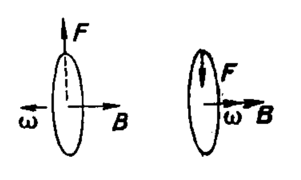
$$n^2 - 1 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0\, m\,(\omega_0^2 - \omega^2)} \qquad [١٢،١٧]$$

واذا وضعت المادة الان في حقل تحريض مغناطيسي B مواز الى Ox في اتجاه انتشار الضوء، فان قوة لا بلاس المؤثرة في كل إلكترون تساوي $F = \pm\, eB\omega r$ وتكون الاشارة موجبة عندما يتم الدوران ω في جهة التيار الذي يولد التحريض B (الشكل ١٢-٣٨). وتحل المعادلة التالية مكان المعادلة [١٢،١٥] :

$$k_0\, r - m\, \omega^2\, r \pm eB\, \omega\, r = eE$$

ومنه :

$$r = \frac{e\,E}{m\,\left(\omega^2_0 - \omega^2 \pm \frac{eB\omega}{m}\right)}$$



الشكل ١٢-٣٨ .- قوة لابلاس F المؤثرة في إلكترون سرعته الزاوية ω وواقع تحت تأثير التحريض B.

وتصبح الصيغة [١٢،١٧] كما يلي :

$$n^2 - 1 = \frac{N\,e^2}{\varepsilon_0 m\,\left(\omega^2_0 - \omega^2 \pm \frac{eB\omega}{m}\right)} \qquad [١٢،١٨]$$

فالوسط يتمتع إذن بقرينتين ، إحداهما n_+ خاصة بالاهتزازات الدائرية التي لهـا جهة التيار المغنط (الاشارة + وفق الشكل ١٢-٣٨) ، والقرينة الأخرى $n_$ خاصة بالاهتزازات الدائرية اليسارية . ويستنتج من [١٢،١٧] و [١٢،١٨] أن :

$$\frac{1}{n^2_+ - 1} - \frac{1}{n^2 - 1} = \frac{1}{n^2 - 1} - \frac{1}{n^2_- - 1} = \frac{\varepsilon_0\, B\, \omega}{Ne}$$

ولما كان $n_ - n$ و $n - n_+$ صغيرين بالنسبة الى n فإنه ينتج :

$$\frac{\varepsilon_0\, B\, \omega}{N\, e} \simeq \frac{n^2_- - n^2}{(n^2 - 1)^2} \simeq \frac{2n\,(n_ - n)}{(n^2 - 1)^2} \simeq \frac{2n\,(n - n_+)}{(n^2 - 1)^2}$$

ومنه :

$$n_ - n = n - n_+ = \frac{(n^2 - 1)^2}{2\,n}\,\frac{\varepsilon_0\, B\, \omega}{N\, e}$$

فنصل الى الصيغتين [١٢-١٤] وتكون عبارة الانكسار المضاعف الدوراني :

$$n_ - n_+ = \frac{(n^2 - 1)^2}{m}\,\frac{\varepsilon_0\, B\, \omega}{Ne} \qquad [١٢-١٩]$$

ويكون دوران الاهتزازة الذي يساوي :

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda}\,(n_ - n_+)\, l \qquad [١٢-٢٠]$$

في جهة الاهتزازات الدائرية الاكبر سرعة، أي الاهتزازات التي لها جهة التيار الذي يولد التحريض B (الشكل ١٢-٣٨) ، وهي تماماً حالة كل الاجسام ذات المغناطيسية المعاكسة (الفقرة ١٢ - ١٥) . واذا كان الضوء ينتشر في الاتجاه المعاكس للتحريض B ، فان قرينة انكسار الاهتزازات اليمينية تصبح صغرى القرينتين ، ويكون الدوران أيضاً في جهة التيار المغنط .

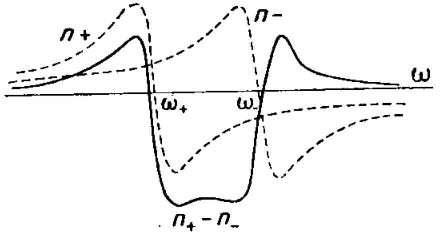
وتبين الصيغة [١٢، ١٨] أن نبض الالكترونات الخاص يصبح من أجل الاهتزازات الدائرية اليمينية :

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \frac{e\,B\,\omega}{m}$$

ومن أجل الاهتزازات الدائرية اليسارية :

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{e\,B\,\omega}{m}$$

ويتضاعف خط الامتصاص ذو النبض ω بفضل الحقل المغناطيسي . وهـذه هي ظاهرة زيمان (الفقرة ١٣ - ٨) . فإذا كان كل من النبضين ω_+ و ω_- يوافقه منحنى تبديد من النمط العادي (الفقرة ٩ - ٤) فإن الشكل ١٢-٣٩ يبين أن للفرق $n_+ - n_-$ ، المحسوب في منطقة الامتصاص ، المظهر الذي نجده بالتجربة .



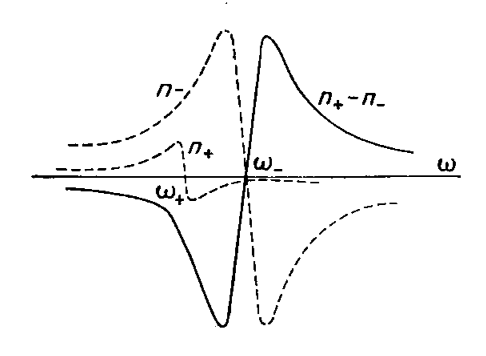
الشكل ١٢-٣٩ -. تغير $n_+ - n_-$ في جوار عصابة امتصاص (جسم مغناطيسيته معاكسة) .

ب) لنعتبر الان حـالة المواد ذات المغناطيسية المسايرة. لقد سلمنا ضمناً ، في المحاكمة التي قمنا بها في أ) ، بأن عـدد الالكترونات الدائرة في كل من الاتجاهين واحداً ويساوي N، مما يسمح بأن يرسم في الشكل ١٢ - ٣٩ منحنيان متماثلان ، n_+ و n_- ، أحدهما منزاح عن الآخر فحسب . فإذا كان للجزيئات عزم مغناطيسي دائم ، فمن المعروف أن هذا العزم يعمل على أن يتجه موازياً لمنحى B (الجزء السادس ، ١٤ - ١٢).

ولما كان هـذا العزم ناجم عن وجود فيض من الالكترونات في كل جزء تدور في اتجاه ما ، فإن التوجيه يحدث زيادة في عدد الالكترونات N الدائرة في جهة التيـار الذي

يولد الحقل B . فالقرينة n_- تزداد تبعاً لذلك وتنقص القرينة n_+ . ويمكن ان يكون الفرق $n_- - n_+$ سالبا عنــد التواترات المنخفضة . إذن يمكن ان يكون دوران الاهتزازة في جهة معاكسة لجهة التيار المغنط . أضف الى ذلك أن منحني التبدد الدوراني يمكن ان يكون له مظهر المنحنى $n_- - n_+$ في الشكل ١٢ - ٤٠ الذي يقـــابل منحنى الشكل ١٢ - ٣٤ الذي تعطيه التجربة

ج) إن الدوران المغنـاطيسي يزداد ازدياد مربع النبض وذلك وفقاً للصيغتين [١٢، ١٩] و [١٢، ٢٠]. إذن ينبغي ان يكون ضئيلاً جداً في مجال الامواج الهرتزية ، ومع ذلك ، أمكن مشاهدته في جوار بعض مناطق التجاوب المقرونة بالامتصاص ، والتي تقع في هذا المجال . وفي حالة البلازما (الفقرة ١٢ - ١٤) ، تحـدث الالكترونات الحرة دوراناً أكبر من ذلك بكثير . ويمكن حسابه بواسطة صيغ نظرية مشتقة من صيـغ التبدد التي على شاكلة [١٢، ١٧] ، وذلك بجعل $\omega_0 = 0$. ويفسر الدوران الذي تولده البلازما بعض خواص انتشار الامواج الهرتزية في الكرة الايونية Ionsophère ، (الجزء السابع ، ٩ - ١٤) .



الشكل ١٢-٤٠ تغير $n_- - n_+$ في جوار عصابة امتصاص (جسم مغناطيسيته مسايرة)

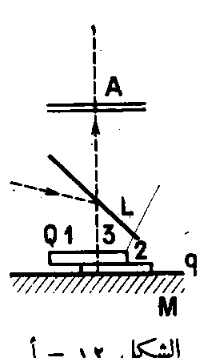
وتحدث المواد الحديدية المغناطيسية كالحديد - α (Ferrites) (الجزء السادس ٥ ١-١٢) في منطقة الامواج السنتمترية دوراناً مغناطيسياً هو من الكبر بحيث يمكن تحقيقه على أساس من مبدأ تجربة الشكل ١٢ - ٣٣ للصامات التي تصدر موجـــة كهرطيسية في اتجاه واحد .


★ ★ ★

تمارين

١٢ – أ إن من شأن الحساسية التفاضلية للعين (الجزء ٤ ، ١٧ – ٩) ان الارتياب المطلق ε على سمت اهتزازة ، عند تعيينه بواسطة محلل ذي ظليل ، يتغير تغيراً محسوساً بصورة تتناسب عكساً مع الجذر التربيعي للتدفق الضوئي F الوارد على المحلل. فعندما يقاس هكذا الدوران α الذي تولده مادة فعالة ضوئياً، اذا كان عامل امتصاصها قيمته K ، فما هو الثخن الذي ينبغي ان يعطى لهذه المادة لكي يصبح الارتياب النسبي في القياس اصغر ما يمكن ؟

١٢ – ب يحوي جهاز نورنبرغ على صفيحة نصف شفافة L تتلقى بزاوية الورود البروسترية ، حزمة متوازية وحيدة اللون وتوجيهاً ناظمياً على مرآة M . والضوء المنعكس يخترق الصفيحة L ويسقط على محلل A .



الشكل ١٢ – أ

توضع على M صفيحة ربع موجية q ، يكون خطاها المعتدلان على ٤٥° من الاهتزازة المستقيمة المنعكسة على M ، وتغطى بصفيحة من الكوارتز Q يكون وجهاها المتوازيان عموديين على المحور الضوئي وثخنها $e = 1,5$ mm .

يعتبر مبدأ السموت θ للمحلل ، الوضعية التي تحدث الانطفاء في حال عدم وجود Q و q . عين القيم θ_1 ، θ_2 ، θ_3 لـ θ التي يحدث فيها انطفاء ، أما في وجود Q وحدها أو وجود q وحدها او بوجود Q و q معاً . القدرة الدورانية للكوارتز بالنسبة الى الشعاعة المستعملة : $\alpha_0 = 21,7$ dg/mm .

١٢ – ج يتألف مكافىء سينارمون من موشورين متلاصقين من الكوارتز ،

احدهما يميني والثاني يساري ولهما نفس الزاوية $\varphi = 20°$ ومحوراهما الضوئيان عموديان على الوجهين الحرين (متوازيان) . توضع هذه الجملة بين نيكولين متصالبين وتتلقى عمودياً على الوجهين الحرين، حزمة متوازية من الضوء الوحيد اللون ، تكون قدرة الدوران النوعية للكوارتز بالنسبة اليها :

D O G φ x

الشكل ١٢ – ب

$$\alpha_0 = 21{,}75 \text{ dg/mm}$$

بين انه يمكن مكافأة (او تعويض) مفعول الدوران الواحد الذي تحدثه صفيحة فعالة ضوئياً ، عند ادخالها على المكافىء ، بأن ينقل عرضانياً احد الموشورين بطول x_1 يطلب حسابه .

١٢ – د احسب التفريق ε للاشعة المستقطبة دورانياً، الخارجة من موشور من الكوارتز زاويته $\varphi = 60°$ ومحوره الضوئي عمودي على المستوي المنصف للزاوية الثنائية الكاسرة، عندما تخترقه في وضع الانحراف الاصغر حزمة واردة من الضوء الطبيعي، مع العلم بأن الدوران الذي يولده $e = 1$ mm من الكوارتز هو $\alpha = 30°$ بالنسبة الى الشعاعة المدروسة ($\lambda = 0{,}5$ µm) وان قرينة انكساره العادية هي $n_0 = 1{,}55$.

١٢ – هـ تبلغ قيم القدرة الدورانية لصفيحة من الكوارتز مقطوعة عمودياً على محورها الضوئي المقادير الآتية :

من اجل λ (بـ µm) =	٠٫٤٠	٠٫٤٨	٠٫٥٦	٠٫٥٨٩	٠٫٦٩
α_0 (بـ dg/mm) =	٥٠٫٥	٣٣	٢٤٫١	٢١٫٧	١٥٫٧

وتدرس بواسطة كاشف الطيف ذي الشبكة الذي يعطي طيفاً عادياً ، الخطوط (التقليات) التي تبديها صفيحة مثل هذه ثخنها $e = 3{,}0$ cm بين مقطب P ومحلل A . ويوجه A بحيث يطفىء الشعاعة $\lambda = 0{,}69$ µm .

١ً . – كم خطاً أسود ُيرى بين ٠٫٧٠ و ٠٫٤٠ µm ؟ وكيف يكون توزيعها ؟

٢ً . – عند تدوير المحلل في جهة اليمين ، تتنقل الخطوط نحو البنفسجي . ماهي اشارة الكوارتز المدروس ؟

١٢ – و تقوم موجة مستوية وحيـدة اللون ($\lambda = 589$ mm) مستقطبة استقطاباً مستقيماً ، باختراق حوض يحوي ، بثخن قدره $e = 5$ mm ، سـائلاً ماصاً وفعالاً ضوئياً .

ابانت القياسات المناسبة من انه من اجل اهتزازة دائرية يسارية ، يكون الجزء الكسري النافذ هو $\tau_G = (0{,}297)^2$ ومن اجل اهتزازة يمينية $\tau_D = (0{,}278)^2$

١ً . – بين ان الاهتزازة البارزة هي اهليلجية ، وعين النسبة b/a لمحوريها. في اية جهة يرتسم هذا الاهليلج ؟

٢ً . – لما كان الاهليلج مسطحاً جداً، فانه يشاهد ان محوره الكبير يؤلف مع الاهتزازة الواردة زاوية $\alpha = 1{,}2$ dg ، في الجهـة اليمنى ، احسب الفرق $n_D - n_G$ لقرينتي السائل من اجل الشعاعات الدائروية اليمينية واليسارية للضوء المفروض .

١٢ – ز يمثل الشكل منحنيات التبدد $[\alpha] = f(\lambda)$ للقدرة الدورانية النوعية لمختلف مزائج من اجسام صافية فعالة ضوئياً .

١ . – اذا كان المنحنيان ١ و ٢ يعودان بالترتيب الى جسمين صافيين ، فبين ان عيار مزيج مـــا (المنحني ٣) يستنتج من علاقة بسيطة بين تراتيب المنحنيات الثلاثة من اجل طول موجة ما .

٢ً . – هنالك نموذجان من روح التربنتين التجاري، لهما قدرتان دورانيتان

مختلفتان ، مما يبعث على التفكير بأنهما تحويان عدة اجسام صافية سائلة ، فعالة ضوئياً ، موجودة بنسب مختلفة . للتحقق من ذلك يعمل منها عدة مزائج وتعين منحنيات التبدد الدوراني النوعي لثلاثة منهـا على الاقل .

ولدى اخذ التراتيب M, N, P ، و M′, N′, P′ ، من اجل طولين موجيين ما : λ و λ′ من هذين المنحنيين ، تبين ان المستقيمات MM′ ، NN′ ، PP′ هي متلاقية . فاذا قبلنا بأن المخاليط (المزائج) تتبع قانون بيو ، فيطلب برهان انه يمكن قبول انها تتألف من نفس الجسمين الصافيين .

[α] A₁ 1 M A′₁ 3 M′ A₂ 2 A′₂ λ

الشكل ١٢ - ج

٣ . — ان الاجسام الصافية الفعالة ضوئياً ، هي احياناً (راسيمية جزئياً) اي متعادلة ضوئياً بصورة جزئية ، اي انها مخاليط من ضدين ضوئيين . برهن بأنه في هذه الحالة ما يميز الجسم هو تبدده الدوراني لا دورانه .

١٢ - ج يراد التعويض عن دوران اهتزازة ضوئية مستقيمة احدثتها صفيحة من الكوارتز يمينية عمودية على المحور الضوئي ، باعطائها دوراناً مغناطيسياً مساوياً ومعاكساً في الجهة . ولذلك يوضع بـين المقطب والمحلل المتصالبين ، صفيحة الكوارتز ، يتبعها انبوب يحوي كبريت الفحم ، وفقاً لمحور ملف حلزوني طويل جداً . احسب الشدة I للتيار اللازم للتعويض .

هل يمكن بهذه الطريقة التعويض عن دوران الكوارتز اليساري ؟

يحوي الملف على $n = 2000$ حلقـه من السلك في كل متر من طول الملف . ويبلغ دوران صفيحة الكوارتز التي ثخنها $e = 1\ \mathrm{mm}$ ، زاوية قدرهـا $\alpha = 21°\,42'$ من اجل الشعاعة المستخدمة . تبلغ ثابتة فرده لكبريت الفحم $\rho = 0{,}042$ دقيقة في السنتمتر وبالغوص ويبلغ طول الانبوب $l = 20\ \mathrm{cm}$.

١٢ - ط تجنباً للقياس المباشر للحقل المغناطيسي لدى تعيين الدوران

المغناطيسي ، يوضع سائل في انبوب طويل محاط بلف قصير صغير القطر له N لفة يسري فيها تيار شدته I . اعط عبارة القدرة الدورانية م للسائل (استخدم نظرية أمبير بمراجعة الجزء ٦ ، الفقرة ٩ — ٨) .

١٢ — ي يوضع كبريت الفحم في حقل مغناطيسي $B = 1$ tesla . احسب من اجل ضوء الصوديوم (الذي تبلغ فيه ثابتة فرده القيمة $\alpha = 0{,}042$ دقيقة بالسم وبالغوص) فرق القرينتين من اجل الشعاعين الدائريين المنتشرين في استقامة الحقل .

* * *

محتويات الكتاب

الصفحة

الفصل الثالث - القياسات العائدة للانكسار

الفصل الرابع – كشف الطيف

الصفحة

الفصل الخامس - القياسات الضوئية والقياسات الضوئية الطيفية

أ - القياسات الابصارية للشدة الضوئية

الصفحة

الصفحة

أ ـ ألوان مختلف الاضواء

ب ـ لون الأجسام

الصفحة

الصفحة

الفصل الثامن ـ الانعكاس على سطح زجاجي والنفوذ منه

الانعكاس المعدني

أ ـ الانعكاس على الأوساط الشفافة المتماثلة المناحي والنفوذ منها

(الانعكاس الزجاجي)

الصفحة

ب ـ الانعكاس على الاوساط الماصة (الانعكاس المعدني)

الفصل التاسع ـ الانكسار والتبدد والامتصاص

أ ـ حالة العوازل

الصفحة

ب ـ حالة المعادن

الفصل العاشر ـ انتشار الضوء

أ ـ انتشار الضوء بالأوساط غير المتجانسة

الصفحة

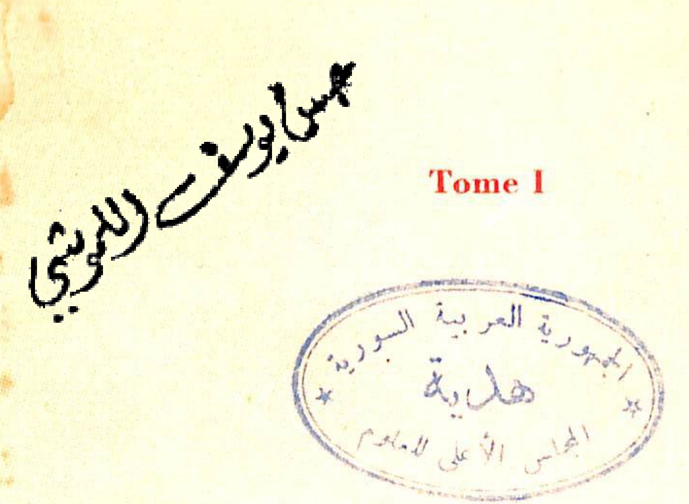
الصفحة

* * *

PHYSIQUE GENERALE ET EXPERIMENTALE

P. FLEURY et J. P. MATHIEU

LUMIÈRE



Tome I

Publications du Conseil Supérieur des Sciences